

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

MARIN Maurice

1^{re} THÈSE. — « Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre ».

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.
« L'atmosphère de Jupiter ».

Soutenues le 6 novembre 1964 devant la Commission d'examen

MM. RÖSCH	} <i>Président.</i>	
FRANÇON		} <i>Examineurs.</i>
DOLLFUS		

Ouvrage publié avec le concours
du Centre National de la Recherche Scientifique

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1965

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : MARIN

Prénom : Maurice

Date de la soutenance : 6 novembre 1964

Numéro d'ordre : Série A, N° 897

1

MARIN (Maurice). — Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1965, 30 p.

Th. Sciences Physiques, Paris, 1964.
Série A, N° 897.

2

MARIN (Maurice). — Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1965, 30 p.

Th. Sciences Physiques, Paris, 1964.
Série A, N° 897.

3

MARIN (Maurice). — Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1965, 30 p.

Th. Sciences Physiques, Paris, 1964.
Série A, N° 897.

4

MARIN (Maurice). — Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre. — *Paris*, Editions de la Revue d'Optique, 1965, 30 p.

Th. Sciences Physiques, Paris, 1964.
Série A, N° 897.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552215_0020

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

MARIN Maurice

1^{re} THÈSE. — « Mesures photoélectriques de polarisation à l'aide d'un télescope coudé de 1 mètre ».

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.
« L'atmosphère de Jupiter ».

Soutenues le 6 novembre 1964 devant la Commission d'examen

MM. RÖSCH	} <i>Président.</i>	
FRANÇON		} <i>Examineurs.</i>
DOLLEFUS		

Ouvrage publié avec le concours
du Centre National de la Recherche Scientifique

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1965

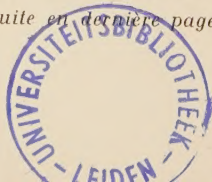
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen M. ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et algèbre supérieure.	MARECHAL	T Optique théor. et Appli.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparée.	KIRRMANN	T Théories chimiques.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés.	CHADEFAUD	T Botanique.
PREVOST	T Chimie organique.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiol. de la Nutrit.
WYART	T Minéralo. et Cristal.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
TEISSIER	T Zoologie.	DEVILLERS	T Anatomie et Hist. Compar.
MANGENOT	T Biol. Végét. (Orsay).	EHRESMANN	T Topologie Algébrique.
AUGER	T Physique quantique et relativité.	FRANCON	T Physique (SPCN).
MONNIER	T Physiologie générale.	GLANGEAUD	T Géographie Phys. et Géol.
PIVETEAU	T Paléontologie.	GODEMENT	T Mathématiques (MGP).
ROCARD	T Physique (ENS).	PISOT	T Tech. Math. de la Phys.
CARTAN	T Mathématiques (ENS).	ROCH	T Géologie.
LAFFITTE	T Chimie générale.	SCHATZMANN	T Astrophysique.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	TERMIER	T Géologie générale.
COULOMB	T Physique du globe.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
M ^{lle} COUSIN	T Biol. animale (SPCN).	LENNUIER	T Physique (MGP).
CHRETIEN	T Chimie minérale.	RIZET	T Génétique (Orsay).
DRACH	T Zoologie.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
KASTLER	T Physique (ENS).	M ^{me} TONNELAT	T Physique théorique.
EPHRUSSI	T Génétique.	DIXMIER	T Mathématiques (MPC).
RIVIÈRE	T Géol. SPCN et Sédimentologie (Orsay).	SOUGHAY	T Chimie générale.
GAUTHERET	T Biologie Vég. (PCB).	AIGRAIN	T Electrotechnique gén.
LUCAS R.	T Recherches Physiques.	BRUSSET	T Chimie systématique.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
ARNULF	T Optique appliquée.	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
MORAND	T Physique Enseignement.	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végét. (PCB).
SOLEILLET	T Physique (PCB).	PIAUX	T Chimie (MPC).
FORTIER	T Mécanique Exp. des Fluides.	BRUN	T Mécanique théorique des fluides.
PETIT	T Biologie maritime.	LEDERER	T Chimie biolog. (Orsay).
QUENEY	T Météor. et dynamique atmosphérique.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.).
GALLIEN	T Embryologie.	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (ENS).
EICHORN	T Botanique.	BELAIR	T Géologie (SPCN).
DE CUGNAC	T Biologie Vég. (SPCN).	COTTE	T Physique électricité.
M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie Physique.	DOBOIS J. E.	T Chimie organique.
THELLIER	T Physique du globe.	LAMOTTE	T Zoologie (ENS).
L'HERITIER	T Biol. générale (Orsay).	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	OLMER	T Energétique générale.
PONCIN	T Mécanique générale.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
DUBREIL	T Arithm. et Théorie des Nombres.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
QUELET	T Chimie organique.	BARCHEWITZ	T Chimie Physique.
CAIGNARD	T Géophysique appliquée.	BROSSEL	T Physique atomique.
CHAMPETIER	T Chimie macromolécul.	BUSER	T Physiologie comparée.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	CAMUS	T Physiologie Vég. (Orsay).
JUNG	T Géologie.	CASTANG	T Physique II Thermo (Orsay).
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.	CURIEN	T Minéralo. et cristallog.
WIEMANN	T Chimie organ. et struc.	MOYSE	T Physiol. Végét. (Orsay).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Phys. céleste (Orsay).	NOIROT	T Evolution des Etres Org.
VASSY	T Physique de l'Atmosph.	PANNETIER	T Chimie générale.
DESTOUCHES	T Théories Physiques.	POSSOMES	T Zoologie.
AMIEL	T Chimie générale.	PULLMANN	T Chimie quantique.
HOCART	T Minéralo. et Cristallog.	TEILLAC	T Physique Nucl. et Radioactivité (Orsay).
J. P. MATHIEU	T Physique Optique.	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay).
COUTEAUX	T Cytologie.	VILLE	T Econométrie.
MAY	T Zoologie (Orsay).	WILLEMART	T Chimie PCB.
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	DODE	T Chimie (Orsay).
FELDMANN	T Biologie végét. marine.	FREYMANN	T Recherches Physiques.
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).	GRUNOCHET	T Biol. Vég. SPCN (Orsay).
JOST	T Physiologie comparée.	ROLLET	T Chimie minérale.
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathémat.	M ^{lle} JOSIEN	T Chimie SPCN.
SCHWARTZ	T Calcul diff. et Intégral.	CHEVALLEY	T Géométrie algèb. et théorie des groupes.
CHOUARD	T Physiologie végétale.	ARNOULT	T Electronique (Orsay).
MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.).	CHAPELLE	T Physique I (Orsay).
BÉLOUT	T Calcul diff. et Intégr.	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).
NORMANT	T Synthèse organique.	DENY	T Mathématiques Gén. (Orsay).
BENARD	T Chimie minérale.	GERMAIN	T Mécanique théor. des fluides.
BUVAT	T Botanique (ENS).	LUCAS G.	T Géologie.
DUGUE	T Statistiques Mathém.	ALLARD	T Chimie Physique.
SOULAIRAC	T Psychophysiologie.	BERTHELOT	T Phys. des particules Fondamentales (Orsay).
ULRICH	T Physiol. Vég. Appliq.	BRICARD	T Météor. et Physique de l'Atmosphère.
		M ^{me} ALBE-FESSARD	T Psycho-physiol.
		FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay).

(suite en dernière page)



MESURES PHOTOÉLECTRIQUES DE POLARISATION À L'AIDE D'UN TÉLESCOPE COUDÉ DE 1 m

par Maurice MARIN

SOMMAIRE. — Une méthode permettant la mesure de faibles taux de polarisation à l'aide d'un télescope coudé équipé de polarimètres photoélectriques a été mise au point.

La polarisation instrumentale, principalement due au miroir plan, a été mesurée au laboratoire et sur le ciel, puis comparée aux valeurs théoriques calculées à partir des constantes optiques du métal recouvrant le miroir.

Le fonctionnement des polarimètres en présence d'une lumière elliptique est exposé, ainsi que le procédé d'étalonnage.

Des mesures de la polarisation de la Lune, des planètes Vénus et Jupiter et de quelques échantillons terrestres ont été obtenues dans trois domaines spectraux compris entre 0,8 et 1 μ .

SUMMARY. — A method has been developed which is suitable for measuring low degrees of polarization with a coudé telescope using photoelectric polarimeters.

The instrumental polarization, mainly due to the plane mirror, has first been measured in the laboratory and on the sky, then compared with theoretical values calculated from the optical constants of the mirror coating metal.

The performance of the polarimeters in the presence of elliptic light is described as well as the calibration process.

Polarization measurements of the Moon, of the planets Venus and Jupiter, and of some terrestrial objects have been made over three spectral domains ranging from 0,8 to 1 μ .

1. Introduction. — Les mesures de la polarisation des planètes effectuées, dans le domaine visible, par B. Lyot [16] puis poursuivies par A. Dollfus [5, 6] ont permis de dégager les premières caractéristiques physiques de leur surface ou de leur atmosphère. Des investigations récentes ont montré l'influence de certains facteurs, notamment le bombardement protonique [7], sur la polarisation produite par les substances ; d'après les travaux de Gehrels & Teska [11] il est apparu que la variation spectrale de la polarisation fournissait un critère supplémentaire pour l'identification de la structure physique des astres du système solaire. Ces recherches montrent l'importance de l'étude polarimétrique des planètes ; celle-ci nécessite de grands collecteurs de lumière associés à des polarimètres sensibles.

Le but du présent travail a été d'adapter le télescope de 1 m de l'Observatoire de Meudon à un tel programme. Le montage coudé, qui a été adopté, introduit une polarisation instrumentale qui est souvent plus importante que celle des astres observés. Cependant de telles mesures ont déjà été effectuées avec des télescopes de ce type [20] ; le problème est analogue à celui que l'on rencontre pour des célostats [3, 19] mais simplifié par le fait que l'angle d'incidence des rayons lumineux est constant.

Après réflexion oblique sur le miroir plan, la lumière reçue par les polarimètres est elliptique ; j'ai étudié leur fonctionnement dans de telles conditions (notamment lorsque la longueur d'onde n'est pas celle pour laquelle le polarimètre a été réglé) et mis au point une méthode permettant de mesurer simultanément la polarisation de l'astre et celle due au télescope. Mais l'importance de cette dernière m'a amené à l'étudier séparément au laboratoire ; ces mesures ont mis en évidence des variations importantes de la polarisation avec l'état de surface de la métallisation.

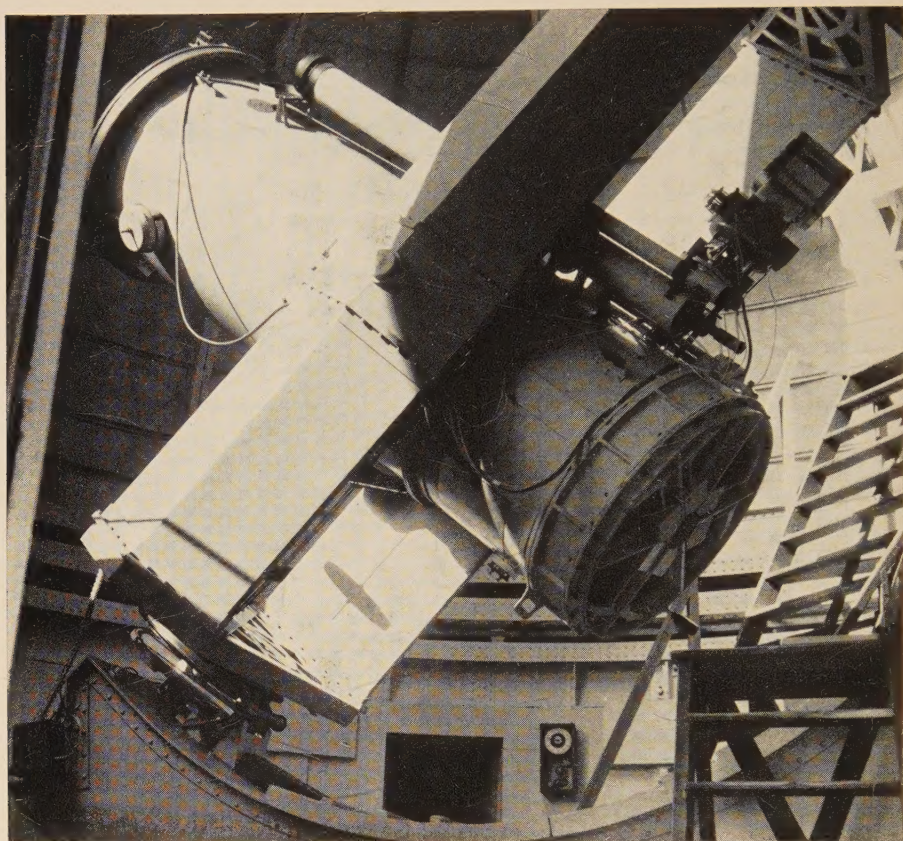


FIG. 1. — Le télescope de 1 m de l'Observatoire de Meudon après sa remise en état.

J'ai réalisé un goniomètre permettant d'utiliser les polarimètres au laboratoire pour leur mise au point ou leur étalonnage et surtout pour mesurer la polarisation produite par des échantillons terrestres, afin de comparer leurs propriétés à celles des planètes.

Les résultats que j'ai obtenus sur les planètes et sur des échantillons terrestres sont décrits dans le paragraphe 5.

Qu'il me soit permis de remercier ici :

M^r A. Dollfus, qui a dirigé ce travail et a bien voulu mettre à ma disposition les moyens techniques de son laboratoire ;

M^r J. Texereau, qui a accepté de calculer la déformation à donner au miroir secondaire du télescope et d'en effectuer le surfaçage ;

M^r G. Spaak, pour l'aide qu'il m'a apportée dans l'obtention et le dépouillement des mesures.

2. Le télescope de 1 m de l'Observatoire de Meudon. — Ce télescope, de type Newton, fut installé en 1891 sur la deuxième terrasse de l'Observatoire par

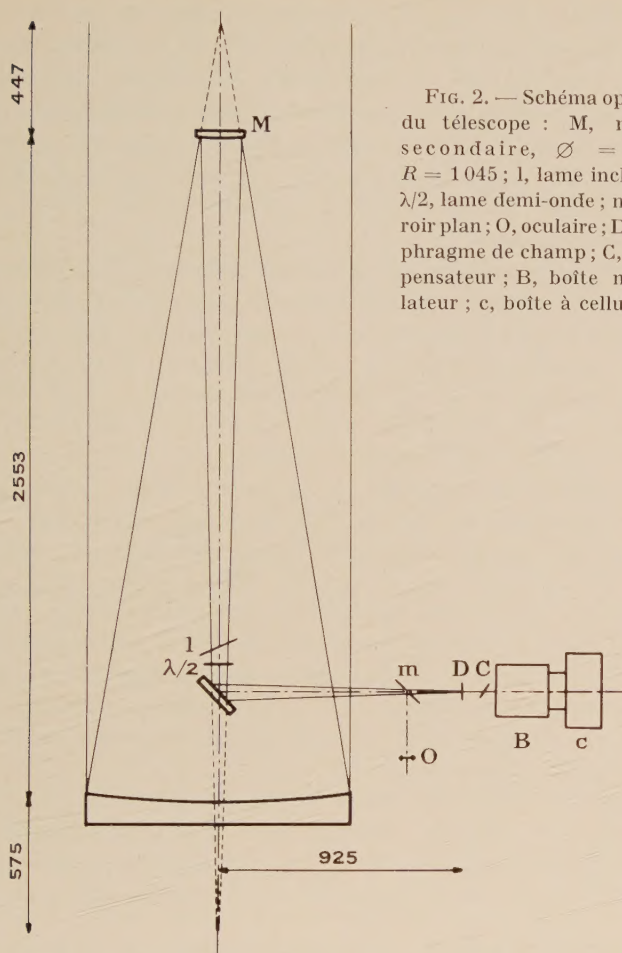


FIG. 2. — Schéma optique du télescope : M, miroir secondaire, $\varnothing = 180$, $R = 1045$; l, lame inclinée; $\lambda/2$, lame demi-onde; m, miroir plan; O, oculaire; D, diaphragme de champ; C, compensateur; B, boîte modulateur; c, boîte à cellules.

J. C. Janssen [13]. La monture à berceau, construite par Gautier, est à latitude variable ce qui devait permettre de déplacer l'instrument, pour l'observation des éclipses de Soleil par exemple. Le miroir de 107 cm de diamètre, ouvert à $F/3$, avait été taillé par les frères Henry en 1886; une zone marginale très fortement rabattue lui donne une surcorrection importante.

Au début du siècle, Millochau étudia un système de lentilles pour la photographie planétaire, qui portait sa longueur focale à 15 ou 25 m.

La coupole et l'instrument avaient peu servi depuis plusieurs années; j'ai procédé à leur remise en état et à leur adaptation au programme de mesures de la polarisation des planètes (fig. 1).

1. Nouveau montage optique. — En raison de sa faible longueur focale et surtout de sa grande ouverture relative, ce télescope ne pouvait pas être utilisé sans modifications; en effet, cela aurait conduit à des dimensions excessives pour les pièces optiques constituant les polarimètres.

Afin de réserver, pour l'avenir, la possibilité de faire des mesures dans l'ultra-violet ainsi que pour éviter les échauffements dans le cas d'observations solaires, aucun bloc de verre (prismes ou lentilles) n'a été interposé sur le trajet de la lumière. Le grand miroir n'étant pas percé, nous avons adopté un montage de Cassegrain coudé, dans lequel le faisceau lumineux est renvoyé perpendiculairement à l'axe du télescope par un miroir plan. Les miroirs sont en silice et le plan est de forme circulaire, ce qui conduit à une obstruction centrale un peu plus grande que nécessaire.

Afin de faciliter l'interchangeabilité des polarimètres, il convenait que l'ouverture relative du montage final soit comprise entre $F/15$ et $F/30$; nous avons finalement adopté un grandissement de 7, soit une longueur focale de 21 m (fig. 2), qui ne conduit pas à des difficultés insurmontables pour la réalisation du miroir secondaire. La déformation de ce dernier a été calculée de telle façon qu'elle corrige partiellement les défauts du grand miroir [22]; elle atteint 12 franges, par rapport à la sphère, pour la lumière d'une lampe à mercure. Pour parfaire le travail, il conviendrait de retoucher le miroir secondaire d'après les essais de l'ensemble de la combinaison. Les essais de Hartmann et Foucault [4], effectués sur des étoiles brillantes, ont montré que l'image stellaire avait un diamètre égal à 16 fois celui de l'anneau d'Airy ($r = 1,22 \lambda F/D$) à pleine ouverture, et 3 fois pour 91 cm. Pour recueillir toute la lumière provenant du grand miroir il faut donc un diaphragme d'au moins 0,5 mm, soit environ $5''$; en observant la surface lunaire et des étoiles doubles, il a été possible de distinguer des détails de $1''$ environ. Un tel instrument est tout à fait approprié à un programme de mesure de polarisation qui nécessite un grand collecteur de lumière n'ayant pas obligatoirement un pouvoir séparateur élevé.

Le champ maximum utilisable avec les polarimètres est de $74''$, mais l'ouverture pratiquée dans le tube du télescope laisse passer un champ de $8'$ qui est presque complètement utilisé par l'oculaire de guidage (champ de $5'$ pour un grossissement de 525 fois). Le miroir plan a été calculé pour un champ double.

2. Adaptation des polarimètres. — Chaque polarimètre se compose d'une boîte modulateur, dont le principe est décrit plus loin, et d'une boîte étanche contenant les cellules. Ces ensembles s'adaptent sur un plateau mobile commun à tous les polarimètres et pouvant effectuer, par rapport à un plateau gradué fixé sur le télescope, une rotation complète autour de son axe. Le foyer se trouve à environ 400 mm du tube et le porte-à-faux est important; mais l'ensemble ne vibre pas et les flexions restent faibles. Cette disposition a été adoptée pour pouvoir accéder facilement à l'oculaire de guidage et aux différents organes du polarimètre (fig. 10).

3. Polarisation instrumentale. — 1. Définitions. — A) PARAMÈTRES DE STOKES. — De façon générale, une lumière d'intensité I partiellement polarisée dans le rapport p peut être considérée comme la somme d'une lumière naturelle d'intensité $I(1 - p)$ et d'une lumière totalement polarisée elliptiquement d'intensité $I p$. Cette lumière sera caractérisée par la valeur de p , par le rapport $\tan \Psi$ des axes de l'ellipse décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique et par l'angle de position θ du grand axe de cette ellipse.

Nous utiliserons, pour un système d'axes donné, les paramètres de Stokes [12] :
 $I = I$, $Q = I p \cos 2 \Psi \cos 2 \theta$, $U = I p \cos 2 \Psi \sin 2 \theta$, $V = I p \sin 2 \Psi$.
 On a donc $p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}/I$.

Si la polarisation est rectiligne, on a $\Psi = 0$, d'où $V = 0$ et

$$p = \sqrt{Q^2 + U^2}/I = (I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min});$$

dans tous les autres cas on a $(I_{\max} - I_{\min})/(I_{\max} + I_{\min}) = p \cos 2 \Psi$.

B) ROTATION DES AXES. — Si l'on fait tourner le système de coordonnées d'un angle X , c'est-à-dire si l'on change l'origine de l'angle θ , seuls les paramètres Q et U sont modifiés et l'on a

$$\begin{bmatrix} I_2 \\ Q_2 \\ U_2 \\ V_2 \end{bmatrix} = \mathbf{R}(X) \begin{bmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{bmatrix}, \text{ avec la matrice } \mathbf{R}(X) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2 X & \sin 2 X & 0 \\ 0 & -\sin 2 X & \cos 2 X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

C) SYSTÈMES OPTIQUES. — Si la lumière traverse un système optique pour lequel, dans des axes privilégiés, le rapport d'amplitude des deux composantes orthogonales de la lumière est modifié dans un rapport r et le déphasage entre ces deux composantes augmenté d'un angle φ , on a

$$\begin{bmatrix} I_2 \\ Q_2 \\ U_2 \\ V_2 \end{bmatrix} = \mathbf{S}(r, \varphi) \begin{bmatrix} I_1 \\ Q_1 \\ U_1 \\ V_1 \end{bmatrix},$$

$$\text{avec la matrice } \mathbf{S}(r, \varphi) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + r^2 & 1 - r^2 & 0 & 0 \\ 1 - r^2 & 1 + r^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2r \cos \varphi & 2r \sin \varphi \\ 0 & 0 & -2r \sin \varphi & 2r \cos \varphi \end{bmatrix}.$$

Puisque nous ne mesurons pas I , nous pouvons diviser $\mathbf{S}$ par un facteur constant en particulier par $(1 + r^2)/2$ (avec r réel). En remarquant que, pour la plupart des cas, $(1 - r^2)/(1 + r^2) = P \leq 0,05$, c'est-à-dire $1 \geq 2r/(1 + r^2) \geq 0,999$, il vient

$$\mathbf{S}(r, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 & \frac{1 - r^2}{1 + r^2} & 0 & 0 \\ \frac{1 - r^2}{1 + r^2} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi \sin \varphi & 0 \\ 0 & 0 & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & P & 0 & 0 \\ P & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi \sin \varphi & 0 \\ 0 & 0 & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \end{bmatrix} = \mathbf{S}(P, \varphi).$$

La matrice $\mathbf{S}(P, \varphi)$ prendra la forme :

$$(1) \quad \begin{cases} \mathbf{S}(0, \pi/2) \text{ pour une lame quart d'onde,} \\ \mathbf{S}(0, \pi) \text{ pour une lame demi-onde,} \\ \mathbf{S}(P', \varphi') \text{ pour un miroir métallique à } 45^\circ, \\ \mathbf{S}(P, 0) \text{ pour une lame de verre inclinée.} \end{cases}$$

Pour un nicol on aura la matrice $\mathbf{S}_N$ sous la forme $\mathbf{S}(r, \varphi)$ avec $r = 0$.

Si les axes du système optique ne coïncident pas avec les axes de référence des paramètres de Stokes, il faudra effectuer une rotation par les formules du paragraphe 3.1B pour les amener à se superposer.

2. *Polarisation par les couches métalliques minces.* — A) THÉORIE. — Les formules de Fresnel sont encore valables dans le cas de la réflexion sur un métal à condition d'utiliser l'indice complexe $n = \nu + i\kappa$, où ν est l'indice de réfraction et κ l'indice d'extinction.

Chaque faisceau se décompose en deux vibrations ; soit a l'amplitude de la vibration située dans le plan d'incidence, b l'amplitude de la vibration perpendiculaire au plan d'incidence, a'' et b'' ces mêmes quantités réfléchies par le miroir plan. Nous aurons [2]

$$a'' = -a \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}, \quad b'' = -b \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}, \quad \frac{b''}{a''} = \frac{b \cos(i-r)}{a \cos(i+r)} = \frac{b}{a} r e^{i\varphi'}.$$

D'après ce que nous avons vu au paragraphe 3.1C, un miroir métallisé pourra être considéré comme un système optique caractérisé par les quantités r et φ' .

Posons $n \cos r = p - i q$, d'où $p^2 - q^2 = \nu^2 - \kappa^2 = \sin^2 i$ et $p q = \nu \kappa$. Comme κ^2 est grand devant $\sin^2 i$, nous prendrons $p = \nu$ et $q = \kappa$.

Remarque. — Aucune confusion n'est possible avec la polarisation p utilisée au paragraphe précédent. On a alors [1]

$$\begin{aligned} \frac{b''}{a''} &= \frac{b}{a} \frac{p \cos i + \sin^2 i - i q \cos i}{p \cos i - \sin^2 i - i q \cos i}, \\ (2) \quad P' &= \frac{|a''|^2 - |b''|^2}{|a''|^2 + |b''|^2} = \frac{1 - r^2}{1 + r^2} = \frac{-2 p \sin^2 i \cos i}{(p^2 + q^2) \cos^2 i + \sin^4 i}, \\ (3) \quad \varphi' &= \arg \frac{b''}{a''}, \quad \operatorname{tg} \varphi' = \frac{-2 q \sin^2 i \cos i}{(p^2 + q^2) \cos^2 i - \sin^4 i}. \end{aligned}$$

B) ARGENTURE DU MIROIR DE 1 m. — En raison des dimensions de ce miroir et des difficultés de transport, une argenture chimique a été faite à l'Observatoire par le procédé Martin [4].

L'incidence des rayons lumineux étant quasi normale on a, théoriquement, $P' = 0$ et $\varphi' = 0$. En étudiant les miroirs plans du réfracto-rélecteur au Pic du Midi [5], A. Dollfus n'a jamais constaté de polarisation parasite avec des argentures chimiques, par contre des aluminures avaient parfois donné des polarisations importantes.

Dans le cas du télescope de Meudon, le grand miroir est ouvert à $F/3$ et l'on a $i < 5^\circ$; la formule (2) donne, dans le jaune, $P' < 0,2 \times 10^{-3}$ au bord ; cette polarisation est tangentielle et s'annule par symétrie.

Une première argenture, réalisée dans deux bains dilués à 50 % d'eau distillée, était très opaque et avait conservé un aspect laiteux après polissage. La photographie de la figure 3a, prise au centre de courbure en plein jour, montre les régions diffusantes ; la photographie de la figure 3b, obtenue au centre de courbure, avec une source ponctuelle, en masquant la tache centrale de diffraction par un disque de 2,5 mm de diamètre, montre les défauts de la surface par strioscopie.

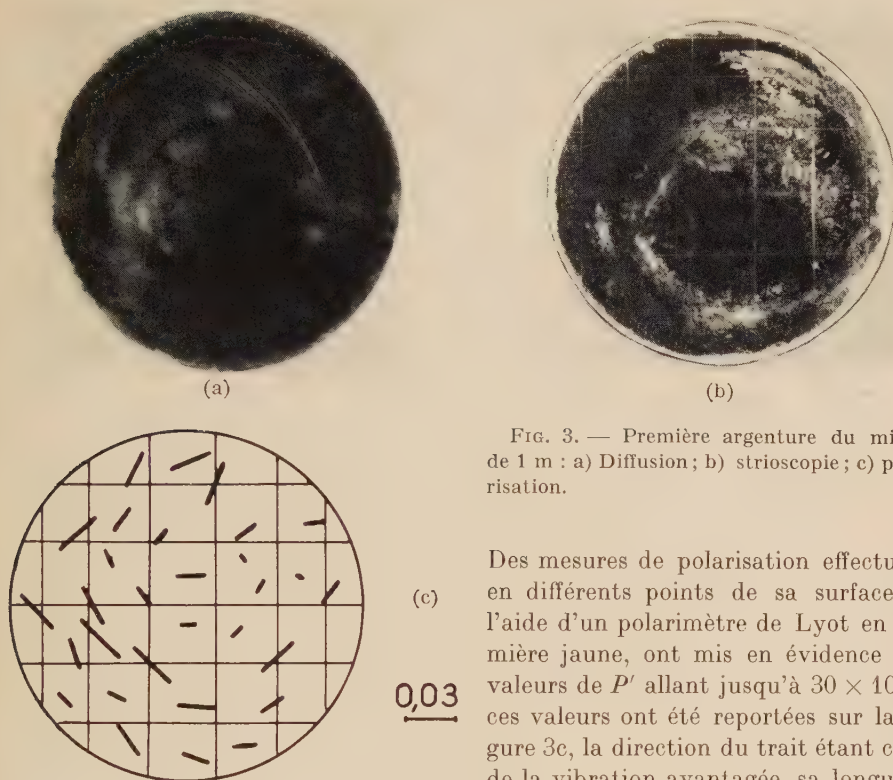


FIG. 3. — Première argenture du miroir de 1 m : a) Diffusion; b) strioscopie; c) polarisation.

Des mesures de polarisation effectuées en différents points de sa surface, à l'aide d'un polarimètre de Lyot en lumière jaune, ont mis en évidence des valeurs de P' allant jusqu'à 30×10^{-3} ; ces valeurs ont été reportées sur la figure 3c, la direction du trait étant celle de la vibration avantagée, sa longueur

étant proportionnelle à la quantité de lumière polarisée.

Une seconde argenture, effectuée en février 1963 dans un seul bain non dilué, a donné de meilleurs résultats : les régions diffusantes se réduisent à quelques petites taches et la strioscopie ne fait apparaître des défauts qu'à l'extrême bord du miroir. La polarisation, qui n'excède pas 2×10^{-3} en n'importe quel point du miroir, est nulle pour l'ensemble du faisceau.

D'après différentes études publiées sur ce sujet, la polarisation parasite, produite par une métallisation réalisée sous vide, dépend de l'angle sous lequel les atomes de métal atteignent la surface du verre lorsque l'incidence est très différente de la normale [18]. Il est possible d'obtenir un miroir dont la polarisation soit négligeable en veillant à ce que la décharge électrique destinée au nettoyage final soit normale à la surface et que la couche de métal se dépose de façon symétrique autour de l'axe optique [10, 23].

On pourrait donc envisager de réaliser, dans l'avenir, une argenture sous vide des miroirs du télescope de 1 m de l'Observatoire de Meudon.

C) MIROIR PLAN DU MONTAGE COUDÉ. — Pour $i = 45^\circ$ et en tenant compte de ce que $q^2 \gg 1 \gg p^2$, les formules (2) et (3) peuvent s'écrire $P' = -p \sqrt{2}/q^2$ et $\text{tg } \varphi' = -\sqrt{2}/q$. On voit que P' et φ' seront d'autant plus petits que l'indice d'extinction q sera plus grand.

TABLEAU I. — *Polarisation théorique due au miroir plan*

Longueur d'onde (μ)	$10^3 P'$		
	Al	Ag	Au
0,395		62	
0,405	38		
0,492	38		
0,500		28	
0,578	38		
0,589		19	76
0,700	42		
0,750		9	
0,900	44		
1,000		7	8
1,500		6	
2,000	12		4
2,250		5	
3,000	10	6	3

Les polarisations P' ont été calculées, pour différentes longueurs d'onde, à partir des valeurs de ν et κ données dans les tables [14, 21] pour trois métaux susceptibles d'être utilisés pour la métallisation des miroirs : l'aluminium, l'argent et l'or ; ces valeurs sont indiquées dans le tableau I.

On voit que l'argent donne théoriquement la polarisation la plus faible dans le domaine visible et proche infrarouge ; c'est pourquoi nous l'avons finalement adopté.

Des mesures ont été effectuées au laboratoire à l'aide des polarimètres

photoélectriques (voir § 4.3 la méthode de mesure employée) ainsi qu'avec un polarimètre visuel de Lyot, pour différentes couches à plusieurs stades de vieillissement. La première argenture chimique a été réalisée en décembre 1962 ; les mesures visuelles réalisées en janvier 1963 ont donné des valeurs très proches de la théorie, alors que celles qui ont été effectuées plus d'un an après indiquent des taux de polarisation beaucoup plus importants. Entre temps le miroir était resté monté sur le télescope et protégé par un capot non ajusté. Après nettoyage à l'alcool et léger polissage à l'aide d'une peau de chamois, les valeurs de P' ont encore considérablement augmenté ; un calcul rapide montre que la disparition de quelques fragments d'argent, au cours du nettoyage, provoquant ainsi une réflexion sur la silice, n'est pas suffisante pour expliquer cette augmentation de la polarisation. Par contre les valeurs de φ' , qui sont négligeables pour une argenture récente, ont augmenté avec le temps puis diminué après nettoyage. Une nouvelle argenture effectuée en juin 1964 a redonné des valeurs conformes à la théorie.

Au cours de ces mesures, nous avons vérifié qu'une rotation du miroir de 45°

TABLEAU II. — *Polarisation P' mesurée au laboratoire*

Longueur d'onde (μ)	$10^3 P'$		
	argenture récente	argenture ancienne avant nettoyage	argenture ancienne après nettoyage
0,450	45		
0,500	31		
0,540	29	116	145
0,560	27		
0,600	24		
0,650	21	94	120
0,830	14	75	100
0,950	10	42	56
1,000	10	26	35
		20	29

TABLEAU III. — Déphasage φ' mesuré au laboratoire

Longueur d'onde (μ)	Argenture récente	Argenture ancienne avant nettoyage	Argenture ancienne après nettoyage
0,500	15°	50°	39°
0,600	15	40	37
0,830	0	31	26
0,950	0	22	25
1,000	0	20	22

dans son plan ne modifiait pas les résultats, ce qui montre que cette polarisation n'est pas due à la structure de la couche d'argent comme cela s'était produit pour le miroir de 1 m contrôlé sous incidence normale. L'argenture ancienne présentait une coloration orangée très prononcée; il s'agit vraisemblablement d'une modification chimique de la couche d'argent au contact de l'air ambiant. Les couches protectrices que l'on place habituellement sur les métallisations ne sont pas utilisables ici, car elles provoquent une forte polarisation dès que l'on s'écarte beaucoup de l'incidence normale. Etant donné la rapidité avec laquelle on peut exécuter une argenture chimique pour un miroir de petites dimensions, le plus simple semble être le renouvellement périodique de la couche d'argent (une à deux fois par an) afin de maintenir P' à une valeur raisonnable.

Les tableaux II et III, ainsi que la figure 4, indiquent les moyennes des valeurs obtenues pour les différentes argentures réalisées.

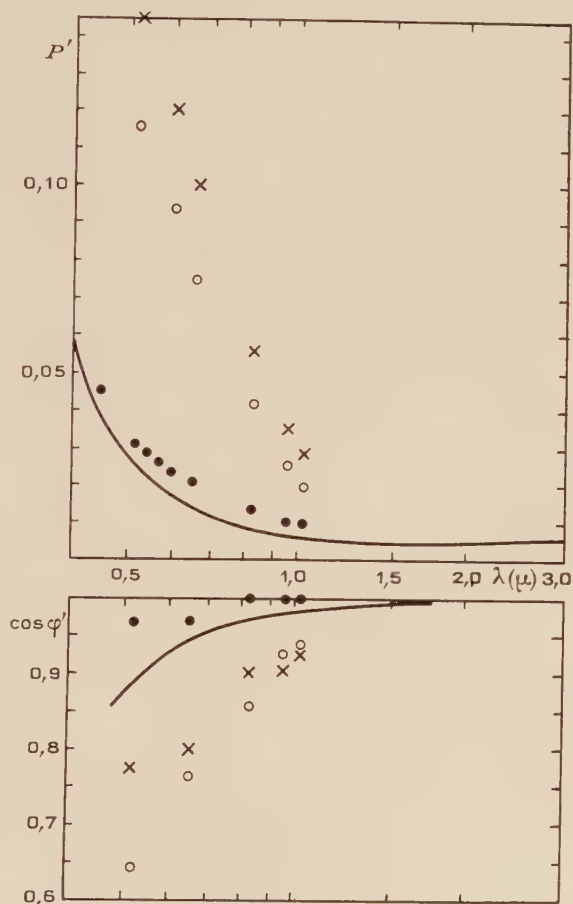


FIG. 4. — Variation de la polarisation instrumentale en fonction de la longueur d'onde : argenture récente (●); argenture ancienne avant nettoyage (○) et après nettoyage (×). En traits pleins, courbes théoriques.

3. *Détermination de la polarisation instrumentale.* — Nous admettrons que la polarisation due au grand miroir et au secondaire a conservé la valeur mesurée au laboratoire et nous la négligerons. Cette hypothèse pourra être vérifiée en observant des étoiles non polarisées ou de polarisation connue ; une correction pourrait alors être faite si cela s'avérait nécessaire. Nous supposons donc que les erreurs instrumentales sont dues uniquement au miroir plan caractérisé par P' et φ' . P' est une polarisation parasite qui se compose avec la polarisation de la lumière incidente, φ' va produire une dépolarisation en rendant la vibration elliptique.

Il aurait été possible de compenser P' par une lame de verre inclinée, placée après le miroir plan, son axe étant perpendiculaire au plan d'incidence. Mais nous avons renoncé à cette méthode qui est peu précise ; en effet, d'une part il subsiste toujours une polarisation résiduelle d'orientation quelconque, d'autre part la compensation est différente pour chaque filtre.

L'incidence des rayons lumineux sur le miroir plan n'est pas exactement 45° , elle varie de $43,7^\circ$ à $46,3^\circ$ pour un champ nul ; d'autre part, l'état de surface du miroir n'est pas forcément uniforme ; enfin P' et φ' varient en fonction de la longueur d'onde dans l'intervalle spectral délimité par les filtres. Nous admettrons qu'il existe une valeur moyenne de P' et de φ' caractérisant le miroir dans ces conditions.

En plus de l'étude du miroir au laboratoire, il semble souhaitable, afin de tenir compte des variations avec le temps, de pouvoir déterminer complètement la polarisation instrumentale au cours des mesures sur les astres. A cet effet, nous avons disposé devant le miroir plan une lame demi-onde pouvant tourner dans son plan et occuper deux positions à 45° ($\pm 0,1^\circ$) l'une de l'autre ; pour l'une de ces positions l'un des axes de la lame a été orienté dans la direction nord-sud à l'aide d'un fil à plomb, le télescope pointant l'horizon dans le méridien. S'il s'agissait d'une radiation monochromatique λ_0 pour laquelle la lame est exactement demi-onde, ce dispositif permettrait de faire tourner la polarisation de l'astre de 90° (c'est-à-dire de changer son signe) ; en réalité cette lame produit un déphasage de $180^\circ - s$ avec $s = 180^\circ (\lambda - \lambda_0)/\lambda$.

Nous noterons respectivement I, Q, U, V et I', Q', U', V' les paramètres de Stokes de la lumière avant et après réflexion sur le miroir plan ; l'angle θ est compté positivement vers l'est à partir du nord.

Les formules de transformation donnent, d'après (1),

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{miroir}}}{R(-\alpha) S(P', \varphi')} R(\alpha - \theta_1) \underset{\substack{\uparrow \\ \text{demi-onde}}}{S(0, \pi - s)} R(\theta_1) \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix},$$

où θ_1 est l'angle de position de la lame demi-onde, soit 0 ou 45° , et α l'angle entre le plan d'incidence du miroir plan et la direction nord-sud ; $\alpha \leq 0,5^\circ = 0,009$ rd, d'où $\alpha Q \leq 9 \times 10^{-3} \times 10^{-1} < 10^{-3}$; nous pourrions négliger l'angle α . On remarquera aussi que

$$P' \sqrt{Q^2 + U^2} \leq 0,1 \times 0,1$$

et l'on prendra $1 + P' \sqrt{Q^2 + U^2} = 1$ à 1 % près.

On a, après développement, en l'absence de la lame ($s = 180^\circ$)

$$(4) \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' + Q \\ U \cos \varphi' + V \sin \varphi' \\ -U \sin \varphi' + V \cos \varphi' \end{bmatrix},$$

avec la lame, pour $\theta_1 = 0$

$$(5) \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' + Q \\ -U \cos (\varphi' - s) - V \sin (\varphi' - s) \\ U \sin (\varphi' - s) - V \cos (\varphi' - s) \end{bmatrix},$$

pour $\theta_1 = 45^\circ$

$$(6) \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' - Q \cos s + V \sin s \\ U \cos \varphi' + Q \sin s \sin \varphi' - V \cos s \sin \varphi' \\ -U \sin \varphi' + Q \sin s \cos \varphi' - V \cos s \cos \varphi' \end{bmatrix}.$$

Connaissant s , ces formules permettent de déterminer P' , Q et $U \cos \varphi'$ si V est négligeable. Pour déterminer φ' , par conséquent U , il faut disposer d'une source de polarisation connue ou tout au moins pouvoir modifier la polarisation de l'astre d'une quantité connue ; c'est pourquoi nous avons placé, en avant de la lame demi-onde, une lame de verre inclinable et dont l'axe peut occuper tous les angles de position de 0 à 360° . Soit P'' la polarisation introduite par cette lame, on mesurera $(P'' \sin 2\alpha + U) \cos \varphi'$ si α est l'angle de position de son axe ; deux mesures avec deux valeurs différentes de P'' permettront de déterminer U et φ' . D'autre part, cette lame permet de compenser, avant réflexion, la polarisation de l'astre ; en effet lorsque celle-ci est importante et de même signe que P' , le compensateur de mesure risque d'être insuffisant ; mais la valeur de cette compensation n'est pas très bien définie.

4. Analyse d'une lumière elliptique à l'aide du polarimètre photoélectrique de Dollfus. — 1. *Description des polarimètres.* — A) GÉNÉRALITÉS. — Le schéma du polarimètre, conçu et réalisé par A. Dollfus [17, 8, 9], est reproduit sur la figure 5. Il est d'un type analogue à celui qui est utilisé pour les observations solaires [15].

La lumière, reçue par les photomultiplicateurs, a traversé successivement :

a) un compensateur qui permet d'introduire une polarisation rectiligne P connue, positive ou négative, dans l'angle de position X . Il est constitué par une lame de verre inclinée dont l'axe de rotation est orienté dans la direction X (polarisation positive) ou $X - 90^\circ$ (polarisation négative). L'angle X , défini par la position de l'ensemble du polarimètre, peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 360° . La lumière naturelle devient partiellement polarisée et la lumière totalement polarisée reste identique à elle-même, mais se rapproche du plan d'incidence de façon [2] que $\operatorname{tg} \theta_2 = \cos^2 (i - r) \operatorname{tg} \theta_1$. Pour $i = 52^\circ$ (inclinaison maximum) on a $i - r = 21^\circ$, d'où $\theta_2 - \theta_1 < 4^\circ$. Nous négligerons cette rotation ;

b) une lame quart d'onde dont l'axe optique est orienté dans la direction $X + 45^\circ$;

c) un modulateur, formé par quatre ailettes demi-onde et quatre intervalles

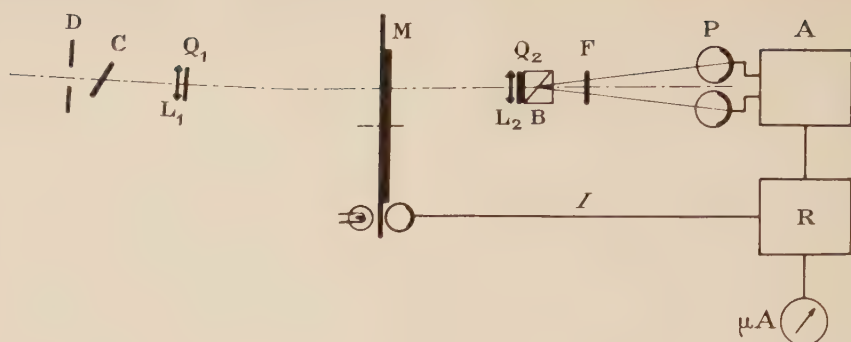


FIG. 5. — Schéma de principe du polarimètre : D, diaphragme ; C, compensateur ; L_1 , lentille formant une pupille sur le modulateur M ; Q_1 , Q_2 , lames quart d'onde ; L_2 , lentille formant une pupille sur les cellules ; B, prisme biréfringent ; F, filtre ; P, photomultiplicateurs ; A, amplificateur ; R, redresseur synchrone ; μA , microampèremètre ; I, courant de référence.

libres, tournant à la vitesse angulaire $\omega = 5$ tr/s ;

d) une lame quart d'onde dont l'axe optique est orienté dans la direction $X - 45^\circ$;

e) un prisme biréfringent transmettant les vibrations orientées dans les directions $X \pm 180^\circ$ et $X \pm 90^\circ$.

Le courant engendré par les photomultiplicateurs, montés en opposition, est amplifié puis redressé en synchronisme et mesuré à l'aide d'un microampèremètre. Les mesures sont faites par une méthode de zéro.

B) POLARIMÈTRE POUR LE DOMAINE VISIBLE. — Nous avons utilisé des photomultiplicateurs Lallemand, à couche de césium sur antimoine et comportant 13 dynodes, utilisables entre $0,4$ et $0,6 \mu$ à la température ordinaire.

La boîte modulateur est équipée de lames demi-onde ou quart d'onde pour $\lambda = 0,5 \mu$. Pour sélectionner les domaines spectraux choisis, nous avons utilisé des filtres Wratten en gélatine : W55 dont la transmission est 70 % à $0,52 \mu$ et W26 qui, compte tenu de la courbe approximative de sensibilité des photomultiplicateurs, donne une transmission de 30 % à $0,6 \mu$.

Ce polarimètre est destiné à l'étude des satellites de Jupiter et des astéroïdes ; nous ne l'avons utilisé jusqu'à présent qu'au laboratoire.

C) POLARIMÈTRE POUR LE PROCHE INFRAROUGE. — Nous avons utilisé des photo-

TABEAU IV. — Bandes passantes isolées dans le proche infrarouge

Domaine	Filtres	λ moyen (μ)	Largeur à mi-hauteur	Transmission maximum
1	VR6 et A	0,83	0,12	0,55
2	VR6 et B	0,95	0,10	0,30
3	UG8	1,00 ⁽¹⁾	0,15	0,15

⁽¹⁾ Nous avons utilisé une courbe de sensibilité moyenne, sans mesurer exactement celle des cellules utilisées ; le domaine 3 est probablement centré au delà de 1μ avec une bande passante plus large.

multiplicateurs Lallemand à couche de césium sur argent oxydé et comportant 7 dynodes; ils sont refroidis à la neige carbonique.

Les lames de la boîte modulateur sont prévues pour fonctionner à $0,8 \mu$. Nous avons utilisé trois filtres entre $0,8$ et $1,05 \mu$; il serait possible d'en prévoir un quatrième centré sur $0,75 \mu$. Pour éliminer les grandes longueurs d'onde, nous avons adopté des filtres interférentiels « coupe-bande », car nous n'avons pas trouvé de verres colorés, et des filtres polarisants de Lyot auraient nécessité des lames de très faible épaisseur ($0,1 \text{ mm}$). Le filtre interférentiel A

laisse passer les longueurs d'onde inférieures à $0,9 \mu$; afin d'avoir un recouvrement aussi faible que possible entre les bandes passantes consécutives, nous avons utilisé un second filtre interférentiel B qui transmet les grandes longueurs d'onde à partir de $0,9 \mu$. Les domaines isolés, compte tenu de l'absorption par l'atmosphère et de la sensibilité spectrale des photomultiplicateurs ⁽¹⁾ sont donnés dans le tableau IV et la figure 6.

2. Etude théorique des mesures. — Le fonctionnement du polarimètre n'a été exposé jusqu'ici que pour une lumière rectiligne monochromatique [9]; nous envisagerons le cas d'une lumière elliptique.

A) CAS PARTICULIER. *La lumière incidente est monochromatique et les lames de phase utilisées sont exactement quart d'onde ou demi-onde pour cette longueur d'onde.* — Soit A et B les demi-axes de l'ellipse décrite par le vecteur champ électrique; à la sortie de la première lame quart d'onde, on obtient une ellipse inscrite dans un rectangle dont les côtés mesurent $(A - B)\sqrt{2}$ et $(A + B)\sqrt{2}$ et sont parallèles aux bissectrices des axes de la lame. Si la lumière ne rencontre pas d'ailette demi-onde, on obtient à la sortie de la deuxième lame quart d'onde la même ellipse qu'avant la première lame; si la lumière a rencontré une ailette demi-onde, l'ellipse tourne de 90° sans se déformer.

La lumière naturelle d'intensité $I(1 - p)$ se répartit également dans les deux faisceaux transmis par le prisme biréfringent. L'ellipse se projette sur les directions X et $X + (\pi/2)$, avec $[2] \cos 2\Psi' = \cos 2\Psi \cos 2(\theta - X)$, a' et b' étant les composantes transmises par le prisme biréfringent ($\tan \Psi' = b'/a'$) et θ l'angle de

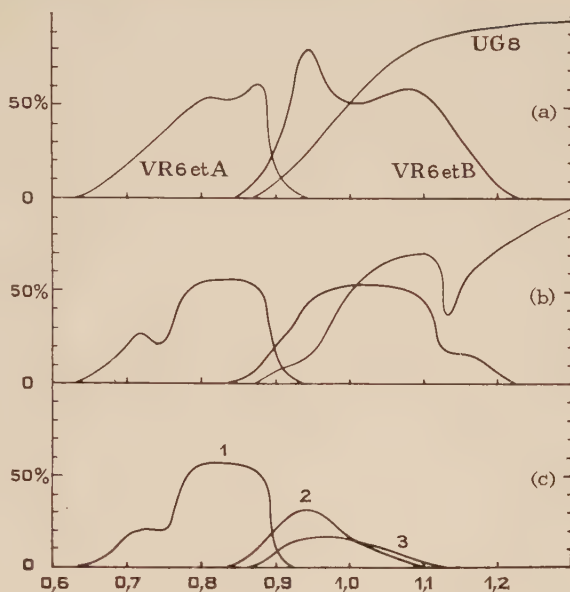


FIG. 6. — Bandes passantes isolées dans le proche infrarouge : a) filtres seuls ; b) filtres et atmosphère ; c) filtres, atmosphère et cellules AgO-Cs.

position du grand axe de l'ellipse. La lumière naturelle produit deux courants opposés qui s'annulent et l'on mesure uniquement $a'^2 - b'^2$.

En tenant compte de

$$\cos 2 \Psi' = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \Psi'}{1 + \operatorname{tg}^2 \Psi'} = \frac{a'^2 - b'^2}{a'^2 + b'^2} \quad \text{et} \quad I p = a'^2 + b'^2,$$

on a
$$a'^2 - b'^2 = I p \cos 2 \Psi' \cos 2 (\theta - X).$$

Le polarimètre mesure donc la quantité $p \cos 2 \Psi' = \sqrt{Q'^2 + U'^2}$,

avec
$$\cos 2 \Psi' = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \Psi'}{1 + \operatorname{tg}^2 \Psi'} = \left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right) / \left(1 + \frac{B^2}{A^2}\right).$$

B) CAS GÉNÉRAL. — Nous avons admis au paragraphe précédent que la lumière était monochromatique et qu'il n'y avait pas d'erreur d'orientation des différentes lames les unes par rapport aux autres; ces conditions ne sont pas réalisées en pratique.

Pour une longueur d'onde λ , soit (fig. 8) :

$(\pi/2) - c$ le déphasage introduit par une lame qui est quart d'onde pour une radiation λ_0 [$c = \frac{1}{2} \pi (\lambda - \lambda_0)/\lambda$],

$\pi - e$ celui d'une demi-onde [$e = \pi (\lambda - \lambda_0)/\lambda$],

$(\pi/4) - d$ l'angle formé par l'axe du compensateur et celui de la lame quart d'onde d'entrée,

$(\pi/2) + 2y$ l'angle formé par les axes des deux lames quart d'onde,

$z \pm (\pi/4)$ l'angle formé par l'axe de la lame quart d'onde de sortie et les deux directions transmises par le prisme biréfringent.

Les intensités I_A et I_B reçues par chacune des deux cellules sont données respectivement par [voir (1)] ⁽²⁾

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} I_A \\ Q_A \\ U_A \\ V_A \end{bmatrix} &= \underset{\substack{\uparrow \\ \text{biréfringent}}}{S_N} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{R\left(\frac{\pi}{4} + z\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{S\left(0, \frac{\pi}{2} - c\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{R\left(\frac{\pi}{2} - u + y\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{compensateur}}}{S(0, \varphi)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{R(u + y)} \times \\ &\quad \times \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{S\left(0, \frac{\pi}{2} - c\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{compensateur}}}{R\left(\frac{\pi}{4} - d\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{S(P, 0)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{R(X)} \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} I_B \\ Q_B \\ U_B \\ V_B \end{bmatrix} &= \underset{\substack{\uparrow \\ \text{biréfringent}}}{S_N} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{R\left(-\frac{\pi}{4} + z\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{S\left(0, \frac{\pi}{2} - c\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{R\left(\frac{\pi}{2} - u + y\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{compensateur}}}{S(0, \varphi)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{R(u + y)} \times \\ &\quad \times \underset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{S\left(0, \frac{\pi}{2} - c\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{compensateur}}}{R\left(\frac{\pi}{4} - d\right)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{S(P, 0)} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{modulateur}}}{R(X)} \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} \end{aligned}$$

⁽²⁾ Cette étude est encore incomplète puisque nous négligeons les variations d'épaisseur des cellophanes utilisées, leur dichroïsme éventuel, la forme des ailettes du modulateur, les variations locales de sensibilité de la photocathode, etc.; cependant l'expérience a montré qu'elle permettait d'interpréter les mesures avec une précision comparable à celle des mesures visuelles antérieures.

$$\times S\left(0, \frac{\pi}{2} - e\right) \overset{\substack{\uparrow \\ \text{quart d'onde}}}{R\left(\frac{\pi}{4} - d\right)} S(P, 0) \overset{\substack{\uparrow \\ \text{compensateur}}}{R(X)} \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix},$$

avec $u = u_0 + \omega t$, ω étant la vitesse angulaire du modulateur, $\varphi = \pi - e$ lorsque

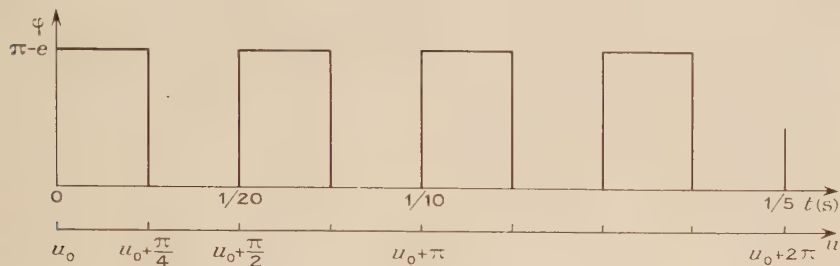


FIG. 7. — Variation du déphasage introduit par le modulateur.

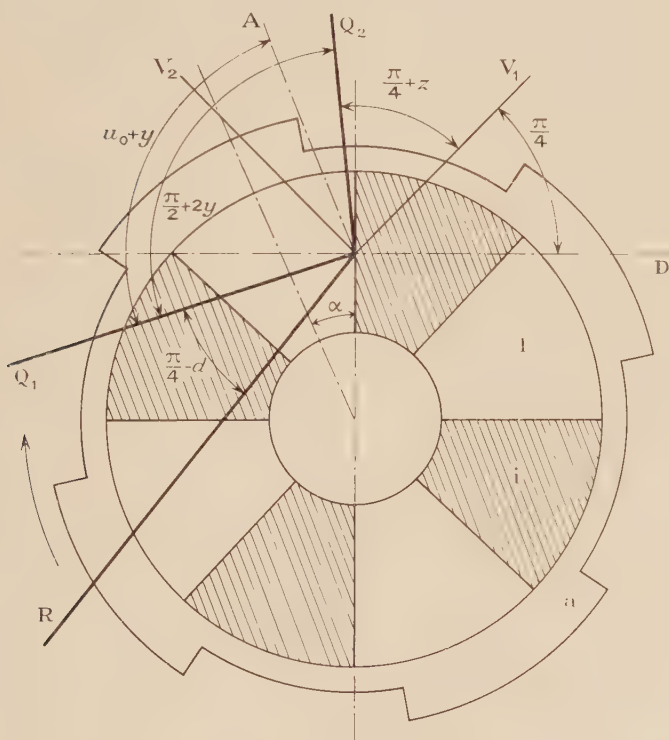


FIG. 8. — Schéma du modulateur : a, ailette de modulation du signal de référence ; i, intervalle libre ; l, lame demi-onde ; R, axe de rotation du compensateur ; D, direction du dédoublement ; A, axe optique de la lame demi-onde ; Q₁, axe optique de la lame quart d'onde d'entrée ; Q₂, axe optique de la lame quart d'onde de sortie ; V₁, direction de la première vibration transmise ; V₂, direction de la deuxième vibration transmise.

le faisceau lumineux rencontre l'aillette demi-onde, $\varphi = 0$ lorsque le faisceau lumineux ne rencontre pas l'aillette demi-onde (fig. 7).

L'angle u_0 est déterminé par l'orientation des axes de la lame demi-onde du modulateur par rapport aux bords de l'aillette : la figure 8 représente la position d'une ailette demi-onde, à l'instant $t = 0$, où le bord de l'aillette bissecte le faisceau, on a $u = u_0 = (\pi/2) - \alpha + z + y$.

Dans le polarimètre pour l'infrarouge que nous avons utilisé, $\alpha = \pi/8$ et le sens de rotation du modulateur est celui qui est indiqué sur la figure 8 l'œil étant à la place des cellules. Par construction, l'axe du modulateur est situé sur la perpendiculaire à la droite qui joint les deux images fournies par le biréfringent.

Les deux cellules étant montées en opposition, le courant délivré est proportionnel à

$$(7) \quad I_A - I_B = -2 [Q'_2 \sin 2z - (U'_2 \sin c + V'_2 \cos c) \cos 2z],$$

avec

$$\begin{bmatrix} I'_2 \\ Q'_2 \\ U'_2 \\ V'_2 \end{bmatrix} = R\left(\frac{\pi}{2} - u + y\right) S(0, \varphi) R(u + y) \begin{bmatrix} I'_1 \\ Q'_1 \\ U'_1 \\ V'_1 \end{bmatrix}$$

et

$$\begin{bmatrix} I'_1 \\ Q'_1 \\ U'_1 \\ V'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I' \\ P I' \sin 2d - Q' \sin 2(X - d) + U' \cos 2(X - d) \\ -[P I' \cos 2d + Q' \cos 2(X - d) + \\ \quad + U' \sin 2(X - d)] \sin c + V' \cos c \\ [P I' \cos 2d + Q' \cos 2(X - d) + \\ \quad + U' \sin 2(X - d)] \cos c + V' \sin c \end{bmatrix}.$$

Les calculs peuvent être faits sur le vecteur (I'_2, Q'_2, U'_2, V'_2) puisque seule la matrice $M = R(\frac{1}{2}\pi - u + y) S(0, \varphi) R(u + y)$ contient des termes variables avec le temps.

Nous noterons $F(u)$ la quantité

$$\begin{bmatrix} I'_2 \\ Q'_2 \\ U'_2 \\ V'_2 \end{bmatrix}_{(\varphi=\pi-e)} - \begin{bmatrix} I'_2 \\ Q'_2 \\ U'_2 \\ V'_2 \end{bmatrix}_{(\varphi=0)} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ Q'_1(1 + \cos e)(\cos 4y - \cos 4u) + U'_1(1 + \cos e) \times \\ \quad \times (\sin 4y - \sin 4u) + 2 V'_1 \sin e \sin 2(u - y) \\ - Q'_1(1 + \cos e)(\sin 4y + \sin 4u) + U'_1(1 + \cos e) \times \\ \quad \times (\cos 4y + \cos 4u) - 2 V'_1 \sin e \cos 2(u - y) \\ 2 Q'_1 \sin e \sin 2(u + y) - 2 U'_1 \sin e \cos 2(u + y) - \\ \quad - 2 V'_1(1 + \cos e) \end{bmatrix}.$$

En portant ces valeurs dans la relation (7), on pourrait calculer le courant i , délivré par les cellules et que l'on peut observer à l'aide d'un oscillographe. Il est plus intéressant d'en chercher les coefficients de Fourier ; c'est ce que nous ferons pour les termes à 10 Hz et 20 Hz qui sont seuls correctement amplifiés.

Pour le terme à 20 Hz qui est utilisé pour la mesure, il vient

$$\int_{u_0}^{u_0+\pi} \begin{bmatrix} I'_2 \\ Q'_2 \\ U'_2 \\ V'_2 \end{bmatrix} \sin(4u + g_2) du = \int_{u_0}^{u_0+(\pi/4)} \left[F(u) + F\left(u + \frac{\pi}{2}\right) \right] \sin(4u + g_2) du$$

$$= \frac{1 + \cos e}{4} \begin{bmatrix} 0 \\ Q'_1 [\cos 4y \cos(4u_0 + g_2) - \frac{1}{4}\pi \sin g_2] + \\ \quad + U'_1 [\sin 4y \cos(4u_0 + g_2) - \frac{1}{4}\pi \cos g_2] \\ - Q'_1 [\sin 4y \cos(4u_0 + g_2) + \frac{1}{4}\pi \cos g_2] + \\ \quad + U'_1 [\cos 4y \cos(4u_0 + g_2) + \frac{1}{4}\pi \sin g_2] \\ - 2 V'_1 \cos(4u_0 + g_2) \end{bmatrix},$$

d'où

$$\frac{2 i_{20}}{1 + \cos e} = Q'_1 [\sin c \cos 2z [\sin 4y \cos(4u_0 + g_2) + \frac{1}{4}\pi \cos g_2] - \\ - \sin 2z [\cos 4y \cos(4u_0 + g_2) - \frac{1}{4}\pi \sin g_2]] - \\ - U'_1 [\sin c \cos 2z [\cos 4y \cos(4u_0 + g_2) + \frac{1}{4}\pi \sin g_2] + \\ + \sin 2z [\sin 4y \cos(4u_0 + g_2) - \frac{1}{4}\pi \cos g_2]] + \\ + 2 V'_1 \cos c \cos 2z \cos(4u_0 + g_2);$$

le terme principal, que l'on obtient pour $c = 0$ et $z = 0$, est

$$i_{20} = (1 + \cos e) V'_1 \cos(4u_0 + g_2).$$

En modifiant la phase g_2 du redresseur synchrone (voir [15]), on aura la déviation maximum du microampèremètre pour $g_2 = -4u_0$. Si l'on fait ce réglage avec le filtre pour lequel $c = 0$, on aura ensuite, quel que soit c , lorsque la compensation sera réalisée (c'est-à-dire pour $i_{20} = 0$) :

$$Q'_1 (m \sin c \cos 2z - m' \sin 2z) - U'_1 (n \sin c \cos 2z + n' \sin 2z) + \\ + 2 V'_1 \cos c \cos 2z = 0,$$

avec

$$m = \sin 4y + \frac{1}{4}\pi \cos g_2, \quad m' = \cos 4y - \frac{1}{4}\pi \sin g_2, \\ n = \cos 4y + \frac{1}{4}\pi \sin g_2, \quad n' = \sin 4y - \frac{1}{4}\pi \cos g_2.$$

En posant

$$L = (2 - n) \sin c \cos c \cos 2z - n' \cos c \sin 2z,$$

$$M = m \sin c \cos 2z - m' \sin 2z,$$

$$N = (n \sin^2 c + 2 \cos^2 c) \cos 2z - n' \sin c \sin 2z,$$

$$\frac{M}{N} = \operatorname{tg} 2f, \quad \frac{L}{N} = K \quad \left(f = 0 \text{ et } K \simeq \frac{\sin 2c}{20} \text{ pour } z = 0, y = k \frac{\pi}{2} \text{ et } \right.$$

$u_0 = \frac{3\pi}{8} + k \frac{\pi}{2}$) et, en remplaçant Q'_1 , U'_1 et V'_1 par leurs valeurs en fonction de Q' , U' et V' , il vient finalement

$$(8) \quad -P I' \cos 2(d - f) = Q' \cos 2(X + f - d) + \\ + U' \sin 2(X + f - d) + K V'.$$

Nous admettons que cette formule obtenue pour une lumière monochromatique est encore valable, à la précision des mesures, pour un filtre dont la bande passante est de $0,1 \mu$, Q' , U' , V' et P représentant alors une valeur moyenne de ces paramètres

dans l'intervalle spectral considéré.

Le déphasage introduit par les ailettes du modulateur modifie le rendement de la modulation sans changer la valeur du résultat, puisque $1 + \cos e$ est en facteur dans l'expression qui fournit i_{20} .

Le redressement étant synchrone, seul le signal à 20 Hz est utilisé pour la mesure ; mais le signal à 10 Hz peut contribuer à saturer l'amplificateur et il est intéressant de connaître sa valeur.

Nous aurons

$$\int_{u_0}^{u_0+\pi} \begin{bmatrix} I'_2 \\ Q'_2 \\ U'_2 \\ V'_2 \end{bmatrix} \sin(2u + g_1) du = \int_{u_0}^{u_0+(\pi/4)} \left[F(u) - F\left(u + \frac{\pi}{2}\right) \right] \sin(2u + g_1) du$$

$$= \frac{1}{2} \sin e \begin{bmatrix} 0 \\ V'_1 [\frac{1}{2} \pi \cos(2y + g_1) + \sin(4u_0 + g_1 - 2y)] \\ - V'_1 [\frac{1}{2} \pi \sin(2y + g_1) + \cos(4u_0 + g_1 - 2y)] \\ Q'_1 [\frac{1}{2} \pi \cos(2y - g_1) + \sin(4u_0 + g_1 + 2y)] + \\ + U'_1 [\frac{1}{2} \pi \sin(2y - g_1) - \cos(4u_0 + g_1 + 2y)] \end{bmatrix}.$$

Si l'on remplace Q'_1 , U'_1 et V'_1 par leurs valeurs en fonction de Q' , U' et V' , on obtiendra des termes en $\sin e \sin 2z$, $\sin e \sin c$ qui seront petits ; le terme principal sera, d'après la formule (7),

$$i_{10} = -\sin e \cos c \cos 2z \times \\ \times \{ k [P I' \sin 2d - Q' \sin 2(X - d) + U' \cos 2(X - d)] - V' k' \cos c \},$$

avec $k = \frac{1}{2} \pi \cos(g_1 - 2y) + \sin(4u_0 + g_1 + 2y)$,
et $k' = \frac{1}{2} \pi \sin(g_1 - 2y) + \cos(4u_0 + g_1 + 2y)$;

k et k' représentent les projections sur un axe de deux vecteurs d'intensités $\pi/2$ et 1 séparés respectivement par les angles $(\pi/2) + 4(u_0 + y)$ et $(\pi/2) - 4(u_0 + y)$.

Le terme qui multiplie k est maximum lorsque le polarimètre se trouve à 45° de la polarisation à mesurer ($P = 0$, $i_{20} = 0$). Par contre il sera faible, dans la direction de la polarisation, si $d = 0$.

3. Etalonnage des polarimètres. — Pour effectuer cet étalonnage il faut disposer d'une source de polarisation connue ; le montage utilisé, dû à Cornu [16], était le suivant : un objectif de 14 cm de diamètre ouvert à $F/10$ forme, sur le diaphragme d'entrée du polarimètre dont l'axe est horizontal, l'image d'une lampe à incandescence ; celle-ci est suivie d'un prisme de Nicol et d'une lame de quartz de 9 mm d'épaisseur portés, perpendiculairement au faisceau lumineux, par des plateaux gradués. Si α est l'angle entre la direction transmise par le nicol et l'axe cristallographique de la lame, la polarisation, qui est rectiligne, est égale à $\cos 2\alpha$; la source est donc représentée par

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha \cos 2\theta \\ \cos 2\alpha \sin 2\theta \\ 0 \end{bmatrix},$$

θ étant l'angle entre la verticale, prise comme axe de référence des paramètres de Stokes, et l'axe cristallographique de la lame.

A) COMPENSATEUR DE POLARISATION. — L'indice de réfraction de la lame de verre inclinée varie avec la longueur d'onde, il en est donc de même pour la polarisation P créée ; d'autre part, nous avons vu que ce n'était pas P mais la quantité $P \cos 2(d - f)$ qui intervenait dans les mesures. Il est donc nécessaire d'étalonner le compensateur, pour chaque filtre.

TABLEAU V. — *Étalonnage spectral du compensateur* (l'erreur relative moyenne sur le coefficient C est de 3 % pour une mesure et 1 % pour la valeur finale)

Longueur d'onde (μ)	Coefficient C	Remarques
0,40	1,09	Mesures visuelles par A. Dollfus
0,45	1,07	
0,50	1,03	
0,55	1,00	
0,60	0,98	
0,65	0,95	
0,70	0,92	
0,83	0,86	Mesures photo-électriques
0,95	0,78	
1,00	0,74	

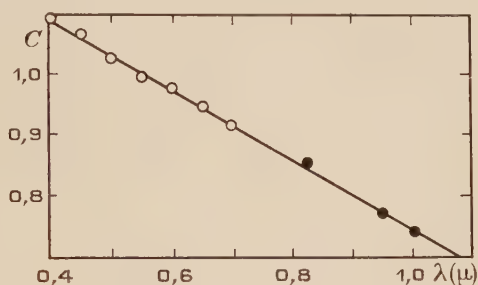


FIG. 9. — Étalonnage spectral du compensateur.

A. Dollfus a donné [5] les valeurs de P_j pour une lame de celluloid d'indice 1,511 en lumière jaune, ainsi que les coefficients C par lesquels il faut multiplier ces valeurs pour des longueurs d'onde comprises entre 0,4 et 0,7 μ . Pour déterminer ces coefficients dans le proche infrarouge, nous avons relevé les sinusoides de la formule (8), pour des valeurs de X espacées de 15° ; leurs amplitudes sont égales à $\cos 2\alpha = P \cos 2(d - f) \simeq P_j C$; d'où $C = (\cos 2\alpha)/P_j$. Ces coefficients sont donnés par le tableau V et la figure 9.

D'autre part, les courbes fournissent la position du polarimètre pour laquelle $X + f - d = 0$. Pour chaque filtre, nous pourrions écrire la relation (8) sous la forme simplifiée suivante :

$$(9) \quad P = Q' \cos 2 X' + U' \sin 2 X' + K V'.$$

B) MESURE DU DÉPHASAGE INTRODUIT PAR UNE LAME. — Plaçons devant le polarimètre et perpendiculairement au faisceau lumineux une lame de phase pouvant tourner dans son plan et occuper deux positions à 45° l'une de l'autre, l'axe étant vertical pour l'une d'entre elles. D'après les formules (4) à (6) et en faisant $\varphi' = 0$, $P' = 0$ et $V = 0$, il vient :

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}_{(0)} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ -U \cos s \\ -U \sin s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}_{(45)} = \begin{bmatrix} I \\ -Q \cos s \\ U \\ Q \sin s \end{bmatrix}.$$

En l'absence de la lame, l'amplitude de la sinusoïde est $\bar{P} = \sqrt{Q^2 + U^2}$; avec la lame, son axe étant vertical, elle devient $\bar{P}_0 = \sqrt{Q^2 + U^2 \cos^2 s}$; avec la lame, son axe étant à 45° , $\bar{P}_{45} = \sqrt{Q^2 \cos^2 s + U^2}$; d'où l'on tire

$$\cos s = \sqrt{\bar{P}_0^2 + \bar{P}_{45}^2 - \bar{P}^2} / \bar{P}.$$

L'erreur relative sur $\cos s$ est d'environ 2 % [$d(\cos s)/\cos s = 2 dP/P$ lorsque $P = P_0$] et, par conséquent, l'erreur sur s atteint plusieurs degrés.

Nous avons mesuré de cette façon la grande lame demi-onde placée devant le miroir plan. Pour les trois domaines spectraux isolés par les filtres 1, 2 et 3 les valeurs de $\cos s$, qui seront utilisées pour le dépouillement des mesures, sont respectivement 0,98; 0,79 et 0,66, c'est-à-dire que la lame est demi-onde pour $\lambda = 0,75 \mu$.

V' n'étant plus nul, les sinusoïdes ne sont plus centrées sur l'origine et l'on peut mesurer les faux zéros $K V'_0$ et $K V'_{45}$; on a alors

$$K^2 = \frac{K^2 V_0'^2 + K^2 V_{45}'^2}{P^2 \sin^2 s} = \frac{K^2 V_0'^2 + K^2 V_{45}'^2}{2 \bar{P}^2 - \bar{P}_0^2 - \bar{P}_{45}^2}.$$

Mais, à cause de l'erreur sur s , la valeur de K est mal définie et nous ne l'utiliserons pas dans la suite.

C) MESURE DES CARACTÉRISTIQUES DU MIROIR PLAN. — A la place de la lame demi-onde, plaçons le miroir de telle façon qu'il renvoie la lumière à 90° et que le plan d'incidence soit horizontal. On effectue successivement les mesures avec :

a) $2\theta = 0$ et $2\theta = 180^\circ$; la formule (4) devient alors

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}_{(0)} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' + \cos 2\alpha \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}_{(180)} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' - \cos 2\alpha \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Nous avons tracé les droites $\sqrt{Q'^2 + U'^2} = f(\alpha)$ pour des polarisations comprises entre -100 et $+100 \times 10^{-3}$ (la variation de $\cos 2\alpha$ est pratiquement linéaire pour $84^\circ < 2\alpha < 96^\circ$). La différence d'ordonnée entre les droites obtenues dans chacun des deux cas ci-dessus fournit la valeur de P' ;

b) $2\theta = 90^\circ$; la formule (4) devient

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ P' \\ \cos 2\alpha \cos \varphi' \\ -\cos 2\alpha \sin \varphi' \end{bmatrix}.$$

On mesure alors $\sqrt{Q'^2 + U'^2} = \sqrt{P'^2 + \cos^2 2\alpha \cos^2 \varphi'}$. On peut soit compenser P' par une lame inclinée, soit adopter la valeur obtenue en a) et calculer $\cos 2\alpha \cos \varphi'$; le rapport des pentes des droites tracées dans ce cas et dans le précédent fournit la valeur de $\cos \varphi'$.

Les valeurs qui figurent sur la figure 4 ont été obtenues par cette méthode. P' est déterminé à 1 millième près, soit 2 %, et $\cos \varphi'$ à 4 % près.

5. Polarisation de la lumière des planètes dans le proche infrarouge. —

1. Méthodes de mesure. — Jusqu'à présent nous n'avons mesuré la polarisation de la lumière des planètes que pour des longueurs d'onde comprises entre 0,75 et $1\ \mu$ (voir § 4. IC les caractéristiques du polarimètre et des filtres utilisés). Les méthodes que nous exposons ici seront applicables aux autres polarimètres de même type.

A) OBSERVATIONS. — D'après des mesures au laboratoire effectuées à l'aide d'une lampe à filament de carbone, le polarimètre permet de déceler sans filtre (c'est-à-dire entre 0,7 et $1\ \mu$) un flux totalement polarisé d'environ 10^{-10} W, par lecture directe sur le microampèremètre. Sur la pleine Lune, avec l'un des filtres 1, 2 ou 3 et pour une région de $74''$ de diamètre, on décèle un flux de lumière polarisée égal à $0,3 \times 10^{-3}$; sur Vénus on décèle seulement le double. Une telle sensibilité permet de déterminer immédiatement la position du compensateur pour laquelle i_{20} lu sur le microampèremètre est nul. Sur Jupiter avec le filtre 1 et sur Saturne avec une bande passant d'environ $0,3\ \mu$ on décèle respectivement 3×10^{-3} et 5×10^{-3} ; il n'est plus possible d'obtenir la lecture directe, il faut tracer une droite $i_{20} = f(P)$ au voisinage du zéro. Pour ces planètes avec d'autres filtres ou pour des astres plus faibles, il conviendrait d'intégrer le signal pendant plusieurs dizaines de secondes.

Les différents accessoires utilisés au cours des mesures sont représentés sur la figure 10; un petit miroir plan escamotable, commandé par le levier 5, envoie la lumière reçue par le télescope soit dans le polarimètre, soit dans l'oculaire de guidage 4 qui est muni d'un réticule. Ce dispositif donne la possibilité de surveiller fréquemment l'image au cours des mesures, ce qui est indispensable sur la Lune, par exemple, la polarisation variant beaucoup d'un point à l'autre de sa surface. Une série de sept diaphragmes de champ ⁽³⁾, portés par un disque 3, permet d'isoler des plages de 9, 17, 26, 35, 43, 59 ou $74''$ de diamètre. Enfin un petit prisme amovible 2, situé au-dessus des diaphragmes, permet à l'observateur de vérifier le centrage de l'astre observé. Le compensateur de polarisation est entraîné par le levier 1.

La figure 11 montre le dispositif utilisé pour la détermination de la polarisation instrumentale; la lame demi-onde 2 est fixée devant le miroir plan 3 par trois vis, l'ensemble pouvant se démonter facilement. Elle est entraînée, de l'extérieur, par la courroie 4; son axe optique est matérialisé par un fil tendu dont on peut contrôler l'orientation en examinant le cercle oculaire à l'aide d'une loupe. La grande lame de verre inclinée 1 se manœuvre manuellement par une ouverture pratiquée dans le tube du télescope.

Pour déterminer, dans chaque cas de mesure que nous aurons à envisager, la sinusoïde $P = f(X')$ de la formule (9), on peut procéder de deux façons différentes:

- a) on cherche deux positions successives du polarimètre pour lesquelles le signal est nul pour $P = 0$; soit X'_1 et X'_2 les valeurs correspondantes de l'angle X' . On obtiendra les maxima de la sinusoïde pour $\frac{1}{2}(X'_1 + X'_2)$ et $\frac{1}{2}(X'_1 + X'_2) \pm 90^\circ$;
- b) ou bien on effectuera quatre compensations pour quatre valeurs de X' séparées de 45° .

⁽³⁾ Leur position est réglable longitudinalement, pour tenir compte des variations de la longueur focale du télescope; en fait, celles-ci n'ont pas d'influence sur les mesures effectuées.

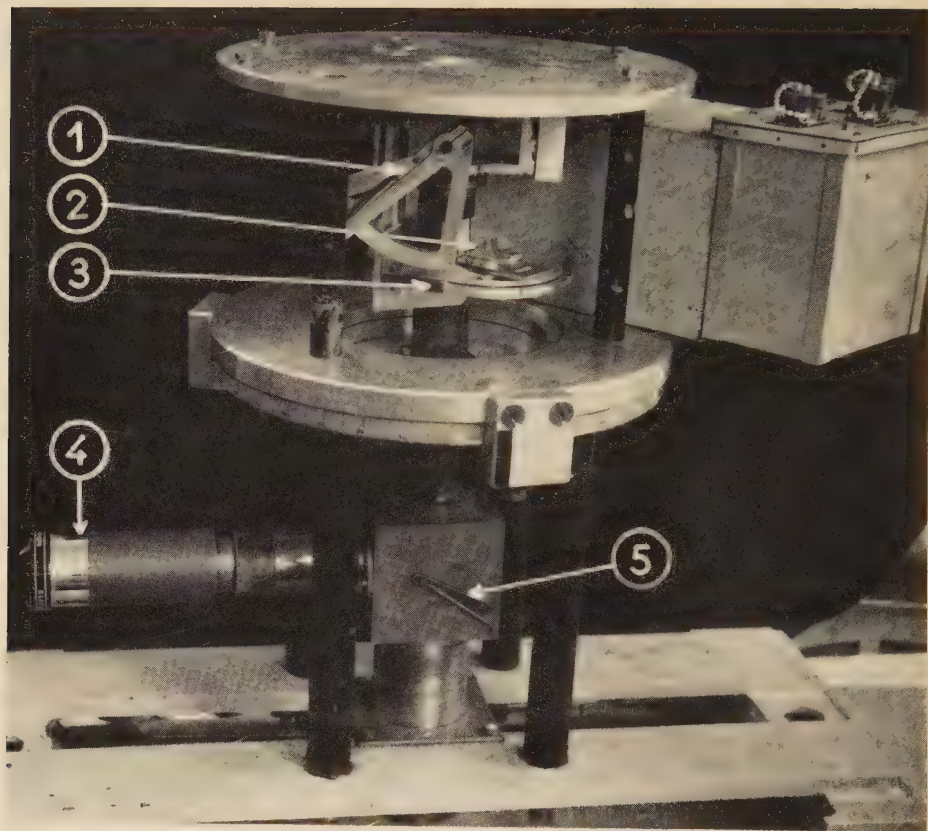


FIG. 10. — Plateau-support des polarimètres.

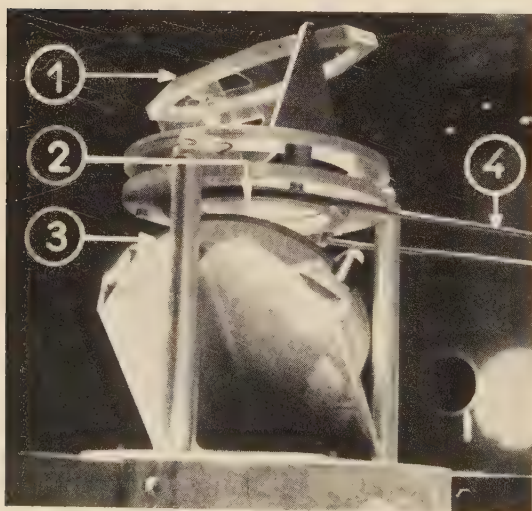


FIG. 11. — Dispositif de mesure de la polarisation instrumentale.

Il faut environ 5 mn pour effectuer ces quatre mesures sans intégration.

B) DÉPOUILLEMENT DES MESURES. — Nous avons admis, d'après les observations visuelles antérieures, que la polarisation produite par les planètes était rectiligne ; en faisant $V = 0$ dans les formules (4) à (6), celles-ci deviennent respectivement :

$$(10) \quad \text{sans lame demi-onde,} \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ P' + Q \\ U \cos \varphi' \\ -U \sin \varphi' \end{bmatrix} ;$$

avec l'axe de la lame demi-onde, dans la direction nord-sud,

$$(11) \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V \end{bmatrix}_{(0)} = \begin{bmatrix} I \\ P' + Q \\ -U \cos (\varphi' - s) \\ U \sin (\varphi' - s) \end{bmatrix} ;$$

avec l'axe de la lame demi-onde à 45° ,

$$(12) \quad \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix}_{(45)} = \begin{bmatrix} I \\ P' - Q \cos s \\ U \cos \varphi' + Q \sin s \sin \varphi' \\ -U \sin \varphi' + Q \sin s \cos \varphi' \end{bmatrix} .$$

Soit $P(X')$, $P_0(X')$ et $P_{45}(X')$ respectivement les polarisations mesurées dans l'angle de position X' pour chacun des trois cas ci-dessus ; nous noterons $\bar{P}(X')$ la quantité $[P(X') - P(X' + 90^\circ)]/2$ dans laquelle le faux zéro est éliminé ; d'après (9), on a $\bar{P}(X') = Q' \cos 2 X' + U' \sin 2 X'$.

D'après les relations (10) et (11), on a

$$(13) \quad \bar{P}(0) = \bar{P}_0(0) = P' + Q .$$

Ceci permet de trouver la position du polarimètre pour laquelle $X' = 0$. L'origine de la graduation existant sur le télescope étant arbitraire, il faut faire une correction pour passer des valeurs lues aux valeurs vraies ; cette correction dépend de la longueur d'onde. Nous avons déterminé sa valeur graphiquement en cherchant l'intersection des sinusoides $\bar{P}_0(X')$ et $\bar{P}(X')$. D'après (12) on a

$$(14) \quad \bar{P}_{45}(0) = P' - Q \cos s .$$

Les relations (13) et (14) permettent de calculer P' et Q , $\cos s$ ayant été déterminé au laboratoire (voir § 4.3B). On a ensuite

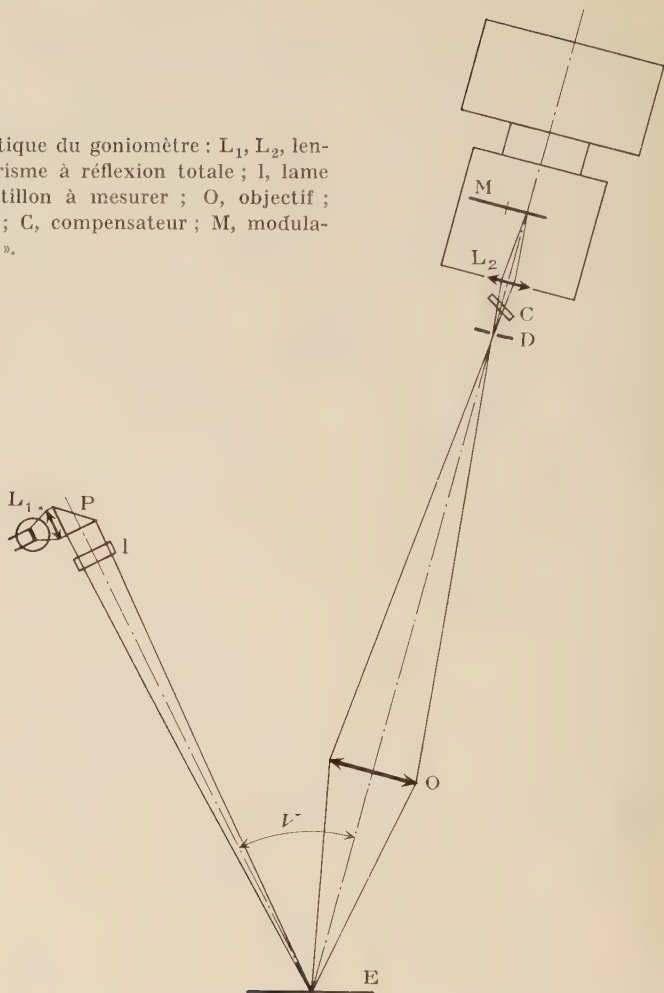
$$(15) \quad \bar{P}(45^\circ) = U \cos \varphi' .$$

Lorsqu'on a mesuré les trois sinusoides complètes, on dispose de données supplémentaires et l'on peut vérifier qu'elles ne sont pas contradictoires.

Pour déterminer $\cos \varphi'$ il faut effectuer des mesures avec la lame de verre inclinée placée devant le miroir plan et qui introduit une polarisation $P''(\alpha)$. La formule (10) devient alors

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ P' + Q + P'' \cos 2 \alpha \\ (U + P'' \sin 2 \alpha) \cos \varphi' \\ -(U + P'' \sin 2 \alpha) \sin \varphi' \end{bmatrix} .$$

FIG. 12. — Schéma optique du goniomètre : L_1 , L_2 , lentilles convergentes ; P, prisme à réflexion totale ; l, lame dépolarisante ; E, échantillon à mesurer ; O, objectif ; D, diaphragme de champ ; C, compensateur ; M, modulateur ; V, « angle de phase ».



Pour $\alpha = 0$ on a $P(0) = P' + Q + P''$; pour $\alpha = 45^\circ$, on a $\bar{P}(45^\circ) = (U + P'') \cos \varphi'$.

Connaissant $P' + Q$ et $U \cos \varphi'$ par les mesures précédentes on en déduit P'' et $P'' \cos \varphi'$, d'où la valeur de $\cos \varphi'$.

Les quantités P' et φ' ne varient que lentement avec le temps ; aussi n'est-il pas nécessaire de déterminer leurs valeurs à chaque observation. On effectuera les mesures sans lame demi-onde et sans lame inclinée et l'on appliquera les corrections numériques fournies par les mesures les plus récentes des caractéristiques du miroir plan. Lorsque l'on connaît la correction en X' , c'est la méthode *b*) du paragraphe 5.1A qui est la plus rapide ; on mesure successivement $P(0)$, $P(45^\circ)$, $P(90^\circ)$ et $P(135^\circ)$.

C) GONIOMÈTRE POUR LA MESURE DES SUBSTANCES AU LABORATOIRE. — Il se compose essentiellement de deux parties :

une poutrelle, destinée à porter les polarimètres, est en équilibre indifférent

autour d'un axe horizontal ;

un bras, mobile autour du même axe horizontal, porte une source de lumière naturelle constituée par une lampe à incandescence suivie d'une lame dépolarisante de Lyot [16].

La substance à analyser est placée sur un petit plateau, dans le plan horizontal contenant l'axe du bras mobile et de la poutrelle (fig. 12 et 13). Une première lentille forme une image du filament de la lampe sur l'échantillon, puis une seconde lentille solidaire de la poutrelle forme une image de l'échantillon sur le diaphragme d'entrée du polarimètre ; il faut que cet objectif soit situé assez loin du polarimètre pour que son image se forme au voisinage du modulateur (voir schéma du polarimètre fig. 5).

On effectuera les mesures de la même façon que sur le ciel (voir § 5. 1A) ; dans un système d'axes tel que $U = V = 0$, la polarisation produite par la substance sera $P(0)$, ou simplement $P(0)$ si la lumière est rectiligne. En modifiant la position du polarimètre ou de la source lumineuse, on peut faire varier « l'angle de phase » V entre 3 et 150° et relever les courbes de polarisation $p = f(V)$ comme pour les planètes. Le plateau sur lequel est placé l'échantillon peut aussi tourner autour d'un axe vertical, ce qui permet d'étudier les variations de p avec l'incidence.

2. Résultats. — Les premières mesures, que nous avons obtenues et que nous reproduisons ici, ont été effectuées dans le but de déterminer, d'une part les constantes instrumentales (correction à effectuer sur les valeurs de X' , caractéristiques du miroir plan), d'autre part la dispersion des mesures. Les résultats concernant la Lune et les planètes n'ont encore qu'un caractère préliminaire.

Nous avons pu mesurer la polarisation de trois étoiles brillantes : α Ori, α Tau et α Boo ; nous n'avons pas pu observer α Sco qui doit cependant fournir un signal

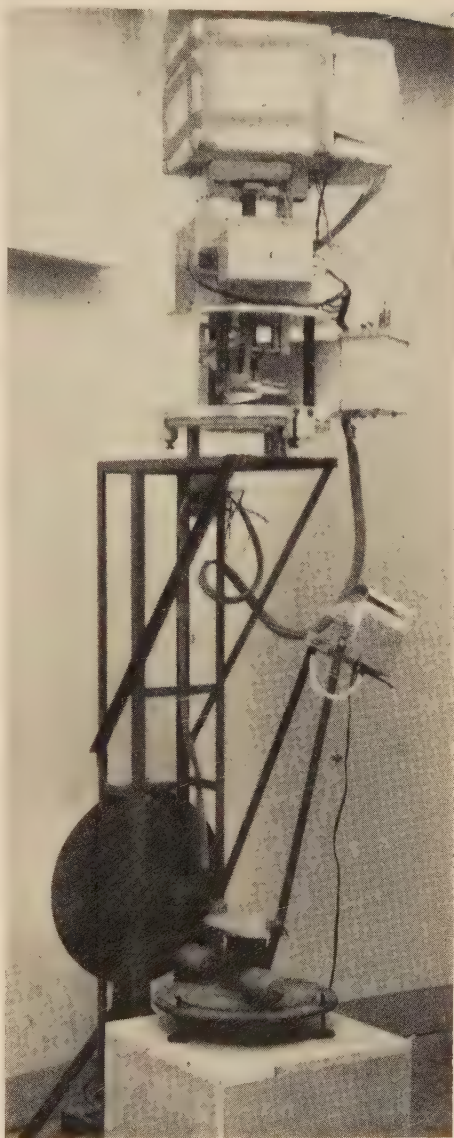


FIG. 13. — Photographie du goniomètre.

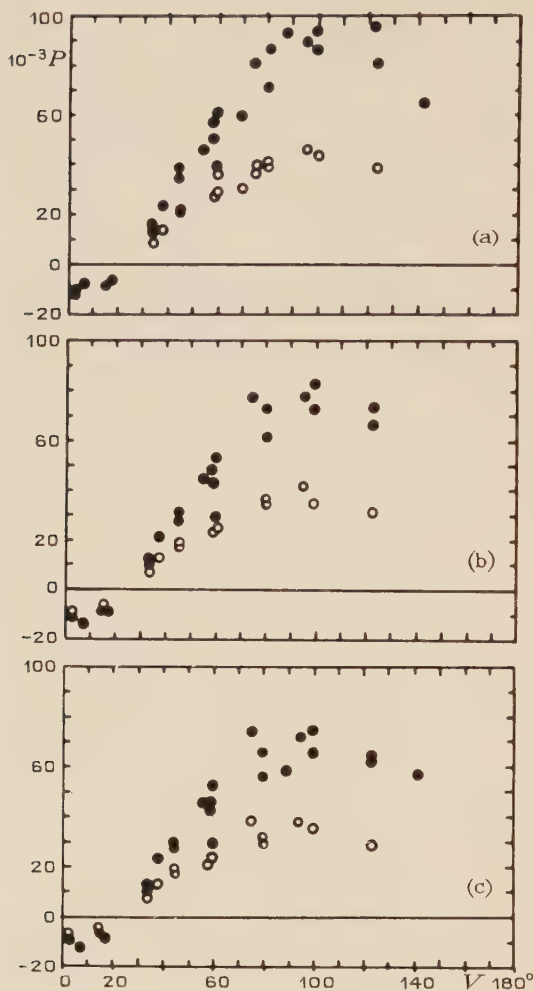


FIG. 14. — Courbes de polarisation de la Lune : régions claires (o) ; régions sombres (●). a) Filtre 1 ; b) filtre 2 ; c) filtre 3.

suffisant. Les polarisations trouvées sont de l'ordre du millième et leur moyenne est nulle. Nous pouvons donc admettre que ni le grand miroir ni le secondaire ne produisent de polarisation parasite appréciable.

Les figures 14 à 18 représentent les courbes de polarisation en fonction de l'angle de phase V . Nous avons porté en ordonnée la quantité $\sqrt{Q^2 + U^2}$, avec le signe + lorsque la lumière est polarisée dans la direction normale au plan de vision (défini par la planète, le Soleil et la Terre), avec le signe — lorsqu'elle est polarisée dans la direction du plan de vision. Les écarts moyens des valeurs de θ , par rapport aux angles de position de la phase, sont de l'ordre de 3° pour une mesure.

A) LA LUNE. — C'est l'astre dont l'angle de phase varie le plus vite et nous avons pu obtenir des mesures pour des valeurs de V comprises entre 3 et 140° . On sait, par les mesures dans le domaine visible [16, 6, 11], que la polarisation

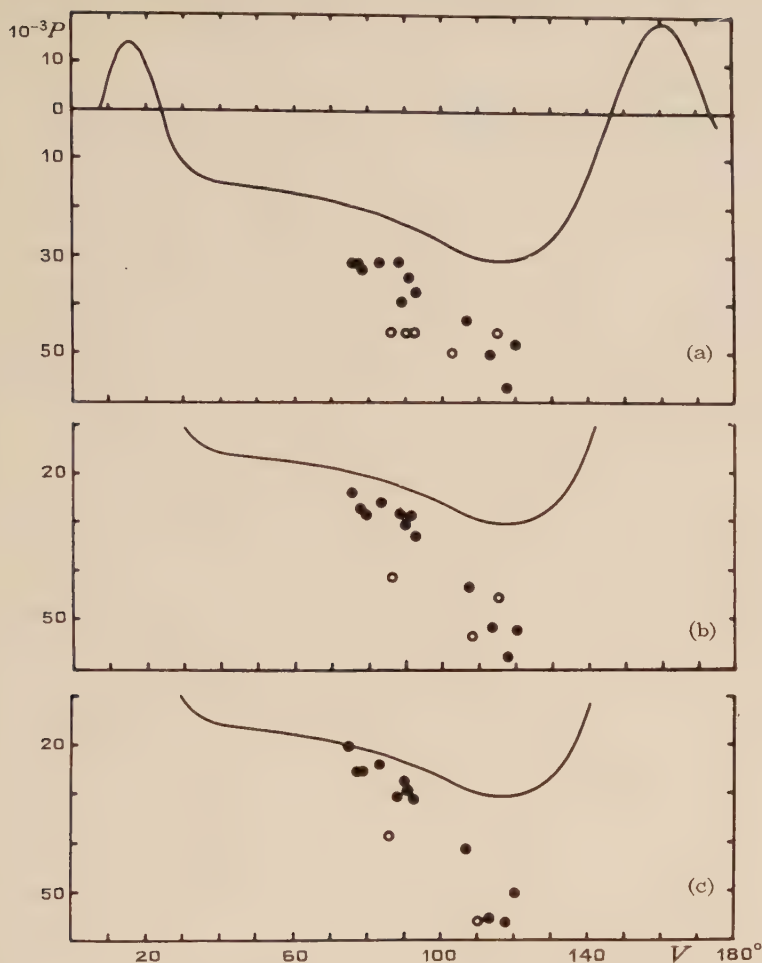


FIG. 15. — Courbes de polarisation de la planète Vénus : phase décroissante (●) ; phase croissante (○) ; domaine visible d'après B. Lyot (—). a) Filtre 1 ; b) filtre 2 ; c) filtre 3.

des régions sombres est plus forte que celle des régions claires ; d'autre part, la polarisation diminue lorsque la longueur d'onde augmente. On retrouve les mêmes phénomènes dans le proche infrarouge. Dans la branche négative de la courbe, aucune différence significative entre les régions claires et sombres n'a été mise en évidence.

Une partie de la dispersion que l'on observe sur la figure 14 peut être due aux variations locales de la polarisation, car nous avons regroupé sous un même symbole des mesures effectuées en des régions différentes de la surface lunaire.

B) LA PLANÈTE VÉNUS. — Nous avons mesuré la polarisation globale de cette planète en 1964, pour des angles de phase compris entre 75° et 120° . Dans cette portion de la courbe, la polarisation (qui est négative) est plus grande, en valeur

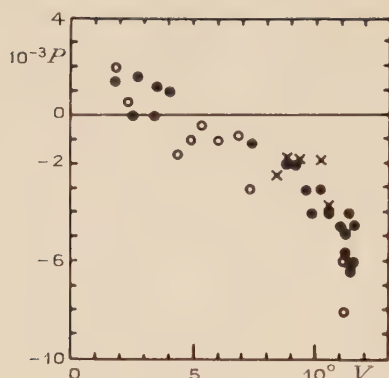


FIG. 16. — Courbe de polarisation de la planète Jupiter : mesures visuelles au centre du disque en 1961 (o) et en 1962 ($\times$); mesures photoélectriques globales en 1964, filtre 1 (●).

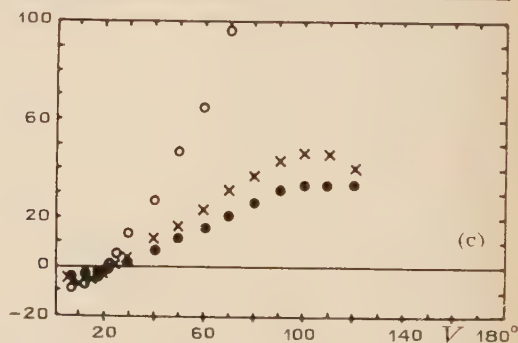
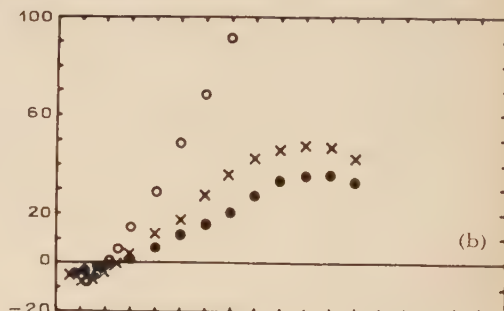
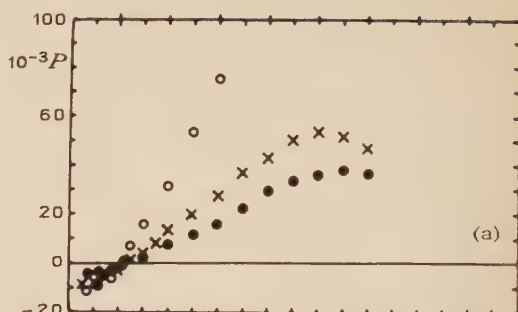


FIG. 17. — Courbes de polarisation de cendres volcaniques : sombre, Tt 78 (o); grise, Vésuve ($\times$); claire, Tt 82 (●). a) Filtre 1; b) filtre 2; c) filtre 3.

absolue, que dans le domaine visible. Il serait intéressant de poursuivre ces observations afin de voir si l'angle de phase, pour lequel la polarisation s'inverse, varie en fonction de la longueur d'onde comme le suggère la figure 15.

C) LA PLANÈTE JUPITER. — Nous avons obtenu la courbe de polarisation de l'ensemble du disque jusqu'à l'angle de phase $V = 11,5^\circ$, valeur maximum observable de la Terre. La dispersion est du même ordre de grandeur que celle des mesures visuelles que nous avons obtenues au Pic du Midi en 1961 et 1962 à l'aide d'un polarimètre de Lyot. Comme l'avait montré A. Dollfus dans le domaine visible [5], la polarisation pour $V = 11,5^\circ$ ne dépend pas de la longueur d'onde (voir fig. 16).

D) MESURES DE SUBSTANCES AU LABORATOIRE. — Nous avons mesuré quelques échantillons de cendres volcaniques, de pouvoirs diffusants variés, dont les courbes de polarisation, dans le domaine visible, sont assez proches de celle de la Lune [16].

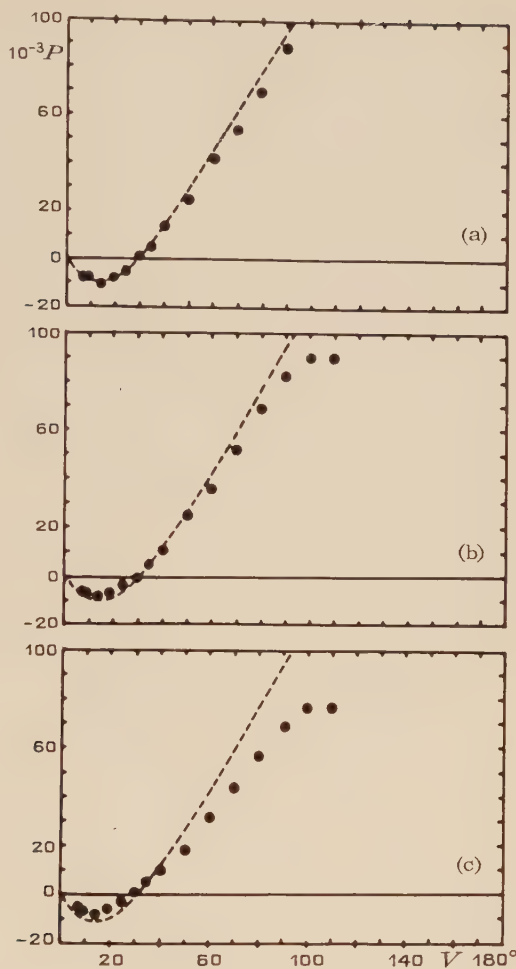


FIG. 18. — Courbes de polarisation de la limonite : domaine visible d'après A. Dollfus (---). a) filtre 1 ; b) filtre 2 ; c) filtre 3.

Cette similitude subsiste dans le proche infrarouge, mais une étude plus approfondie de la variation spectrale serait nécessaire pour discriminer, parmi les échantillons déjà sélectionnés, ceux qui produisent, pour un intervalle spectral aussi étendu que possible, la même polarisation que le sol lunaire.

Les trois courbes de la figure 17 ont été obtenues avec les échantillons suivants :

désignation	provenance	pouvoir diffusant
Tt 78	Ambrym-Marombe, Nouvelles-Hébrides	0,09
	Vésuve, 9 avril 1908	0,16
Tt 82	Montevideo-Mandoza, 1932	0,56

Bien que nous n'ayons pas encore obtenu de mesures de la planète Mars, nous indiquons sur la figure 18 la courbe de polarisation de la limonite pulvérisée qui donne, en lumière jaune, une courbe identique à celle du sol martien [5].

RÉFÉRENCES

- [1] H. BOUASSE, Propagation de la lumière, éd. Delagrave, Paris, 1925.
- [2] G. BRUHAT, Optique (revue par A. Kastler), 4^{me} éd., Masson, Paris, 1954.
- [3] V. BUMBA & B. TOPOLOVA, Polarization on coelostat mirrors, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, t. **13**, 1962, p. 95-98.
- [4] A. DANJON & A. COUDER, Lunettes et télescopes, éd. *Rev. Opt.*, Paris, 1935.
- [5] A. DOLLFUS, Thèse, *Ann. Astrophys.*, supp. n° 4, 1957.
- [6] A. DOLLFUS, La nature de la surface des planètes et de la Lune, *apud*, Handbuch der Physik, éd. Springer, Berlin, 1962, t. **54**; Polarization studies of planets, *apud* Planets and satellites, éd. Univ. Chicago Press, 1961.
- [7] A. DOLLFUS, Communication personnelle.
- [8] A. DOLLFUS, Un polarimètre photoélectrique, *C. r. Ac. Sc.*, t. **246**, 1958, p. 2345-2347.
- [9] A. DOLLFUS, Un modulateur de lumière polarisée, *C. r. Ac. Sc.*, t. **256**, 1963, p. 1920-1922.
- [10] T. GEHRELS, Instrumental polarization, *Astron. Jl*, t. **65**, 1960, p. 466-469.
- [11] T. GEHRELS & T. M. TESKA, The wavelength dependence of polarization, *Appl. Optics*, t. **2**, 1963, p. 67-77.
- [12] F. W. JAGER & L. OETKEN, Theorie und Praxis der instrumentellen Polarisation, *Publ. Astrophys. Observ. Potsdam*, t. **103**, n° 31, p. 1.
- [13] J. C. JANSSEN, *Ann. Observ. Meudon*, t. **1**, 1896, p. 85 et t. **3**, 1907, p. 57.
- [14] LANDOLT-BÖRNSTEIN, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, t. **2**, n° 8, éd. Springer, Berlin, 1962.
- [15] J.-L. LEROY, Thèse, *Ann. Astrophys.*, t. **25**, 1962, p. 127-165.
- [16] B. LYOT, Thèse, *Ann. Observ. Meudon*, t. **8**, 1929, p. 1.
- [17] B. LYOT, Un polarimètre photoélectrique, *C. r. Ac. Sc.*, t. **226**, 1948, p. 25-28 et p. 137-140.
- [18] L. REIMER, Optische und elektronenmikroskopische Untersuchungen über eine Polarisationerscheinung in schräg aufgedampften Metallschichten, *Optik*, t. **14**, 1957, p. 83.
- [19] G. RUBEN, Die Polarisation des Lichtes an aluminisierten coelostaten Spiegeln, *Optik*, t. **16**, 1959, p. 326.
- [20] E. v. P. SMITH, Interstellar polarization in southern milky way, *Astrophys. Jl*, t. **124**, 1956, p. 43-60.
- [21] Smithsonian physical tables, 8^{me} éd., 1933.
- [22] J. TEXEREAU, Construction du télescope d'amateur, éd. Soc. Astron. de France, Paris, 1960.
- [23] G. THIESSEN & P. BROGLIA, Über einen Polarisation Effekt an aufgedampften Aluminumschichten bei senkrechter Lichtincidenz, *Zeits. Astrophys.*, t. **48**, 1959, p. 81-87.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« L'atmosphère de Jupiter »

Vu et approuvé :

Paris, le 6 janvier 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris.

Jean ROCHE

M. JULIA	T Etudes des Moléculaires complexes.	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
LENDER	T Biol. Animale SPCN (Orsay).	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines.
M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
MONOD	T Chimie du métabolisme.	THIRY	T Mécanique céleste.
BENOIT	T Physiol. animale (Orsay).	ABELES	T Physique SPCN.
DE POSSEL	T Analyse numérique.	AMAT	T Physique PCB.
CHARLOT	T Chimie analytique.	AUBOIN	T Géologie.
LEMEE	T Ecologie Vég. (Orsay).	M ^{me} BENOIT-GUEU- TAL	T Phys. Nucléaire et radioactivité (Orsay).
GUERIN	T Chimie MPC (Orsay).	BOUGIS	T Biologie marine (Villefranche/
CHATELET M.	T Chimie PCB.	Mer.	
JEAN	T Physique Nucl. (Orsay).	BRUHAT	T Mathématiques MPC.
MATTLER	T Physique SPCN.	BRUNN	T Géologie historique (Orsay).
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay).
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	DEHEUVELS	T Mathématique Propé.
BOUSSIÈRES	T Radiochimie.	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay).
M ^{me} COUTURE	T Thermo. et Méca. Physique.	FURON	T Géologie SPCN.
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du globe.	M ^{me} GANS	T Génétique.
FRANC	T Biologie animale PCB.	GENEVES	T Biologie végétale PCB.
SCHNELL	T Botanique tropicale.	GUILBERT	T Physique (CUS Orléans).
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.	HUPE	T Pétrographie.
ACHER	T Chimie Biologique.	HOLLANDE	T Biologie générale.
BAUDOIN	T Biologie animale PCB.	LIONS	T Analyse numérique.
BEAUMONT	T Biologie animale SPCN.	MAITTE	T Chimie PCB.
BLAMONT	T Géophysique-ionosphère.	MEYER	T Physique propédeutique.
BOURREAU	T Botanique.	NICOLAS	T Géologie appliquée.
CURIE D.	T Physique MGP.	PANIGEL	T Biologie générale.
DURAND-DELGA ..	T Géologie.	RAVIER	T Pétrographie.
FREON	T Chimie organique (Orsay).	ROSEAU	T Méca. théor. des fluides.
HELLER	T Physiol. végétale.	ROUBINE	T Electronique.
TORTRAT	T Calcul des Probabilités.	SILBER	T Chimie PCB.
CAILLEUX	T Géologie (SPCN).	UEBERSFELD	T Electronique.
MAGNAN	T Physique SPCN.	YVON	T Théories Physiques.
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la chimie Théor. et à la Phys. Nucléaire.	HERVE	T Mathématiques.
M ^{lle} FOURCROY ...	Biologie végét. SPCN.	NERON	T Mathémat. MPC (Orsay).
M ^{me} CHOQUET-BRU- HAT	T Mécan. Analytique et Méca. céleste.	M ^{me} PECKER-WI- MEL	T Astrophysique.
M ^{lle} VEIL	T Physiologie générale.	BALKANSKY	T Physique MPC.
LWOFF	T Microbiologie.	LE CORRE	T Electricité.
SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. et Expérим.	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay).
LACOMBE	T Métallurgie des métaux Nucléaires (Orsay).	GOURDIN	T Phys. Théor. des Hautes-Energies (Orsay).
BROCHARD	T Physique PCB (Orsay).	LEHMANN	T Phys. Exp. des Hautes Energies (Orsay).
CABANNES	T Mécanique générale.	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay).	ECHALIER	T Biologie animale PCB.
MAZET	T Méca. générale (Orsay).	BARRAUD	T Physiologie cellulaire.
CAIRE	T Géographie phys. et Géol. Dynamique.	LIOTET	T Physiologie végét. Orsay.
COMOLET	T Mécanique des Fluides.	DARS	T Géologie struc. et Géol. appliquée.
CORABOEUF	T Physiol. animale (Orsay).	CAMEFORT	T Botanique (agrégation).
DELLOUE	T Physique de l'exosphère.	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle.
GORENFLOT	T Botanique II (Orsay).	BLAQUIÈRE	T Electronique (Orsay).
HOULLON	T Biologie animale PCB.	ARNOUS	T Physique théorique.
JULLIEN J.	T Chimie SPCN (Orsay).	TATIBOUET	T Chimie (CSU Orléans).
MALGRANGE	T Technique Math. de la Physique (Orsay).	MALLIAVIN	T Mathématique propé. (Orsay).
OLIVIER	T Antropologie.	GAUDEMAR	T Chimie Propé.
NOZERAN	T Botanique II (Orsay).	PEREZ Y JORBA ..	T Phys. Exp. des Hautes énergies (Orsay).
BLANC-LAPIERRE ..	T Phys. ENS (Orsay).	DAVID	T Chimie (Agrég. Orsay).
		BROUSSE	T Mécanique théorique.
		RÖSCH	T Astronomie.

Le Secrétaire Général..... R. POULLAIN.

